UNTERSUCHUNG DES γ- UND TEILCHENZERFALLS VON HOCHSPINZUSTÄNDEN IM ^{27}AL

INGEBORG WEIDL

1983

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544308_0032

Untersuchung des γ- und Teilchenzerfalls von Hochspinzuständen im ^{27}Al

D I S S E R T A T I O N

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Ingeborg Weidl

aus München

München, den 21. Oktober 1982

1. Gutachter : Prof.Dr. S.J.Skorka

2. Gutachter : Prof.Dr. G.Graw

Tag der mündlichen Prüfung : 31.1.1983

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Herstellung: Hieronymus Buchreproduktions GmbH, München

Zusammenfassung

In der Reaktion $^{16}O + ^{12}C$ werden durch Emission eines Protons hochangeregte Zustände im ^{27}Al sehr selektiv bevölkert, was auf den hohen Spin der Zustände zurückzuführen ist. Für diese Hochspinniveaus wurden Anregungsfunktionen bei Einschußenergien E_{cm} = 18.7-30.1 MeV mit einer Schrittweite von 150 keV gemessen. Die starken Fluktuationen des Bildungswirkungsquerschnitts weisen darauf hin, daß es sich dabei vorwiegend um einen Compoundkern-Prozeß handelt.

Bei E_{cm} = 19.68, 19.85, 22.97 und 23.26 MeV treten in den Anregungsfunktionen einzelner Zustände im ^{27}Al besonders auffallende Maxima auf. Hier wurde der weitere Zerfall zu gebundenen Zuständen mit einer neuartigen Methode untersucht, und zwar wurden die Protonen unter 180° in einem Halbleiter-Ringzähler nachgewiesen, während die korrelierten schweren Restkerne in Koinzidenz dazu mit dem Münchner Rückstoßspektrometer unter 0° registriert wurden. Es zeigte sich, daß für einige der selektiv angeregten, ungebundenen Zustände im ^{27}Al der Teilchenzerfall durch hohe Drehimpulsbarrieren so stark behindert ist, daß γ-Zerfall konkurrieren kann. Bei den höheren Niveaus mit Anregungsenergien größer 16 MeV tritt allerdings nur noch Neutronenzerfall zum ^{26}Al und α-Zerfall in die unteren Mitglieder der Grundzustandsbande von ^{23}Na auf. Wie für Hochspinzustände zu erwarten war, wurden Protonenzerfälle zum ^{26}Mg nicht beobachtet, da der erforderliche Drehimpulsübertrag zu groß ist.

Die schweren Restkerne lassen sich im Rückstoßspektrometer nach Kernladungs- und Massenzahl eindeutig identifizieren. Daher gelang es, für die γ- und Teilchenzerfälle der Hochspinzustände im ^{27}Al die Verzweigungsverhältnisse zu bestimmen. Da in die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers auch die Winkelverteilung und damit der Bahndrehimpuls der emittierten Teilchen eingeht, konnte unter Zuhilfenahme der berechneten Winkelkorrelationen im Rahmen der Meßgenauigkeit

eine Einschränkung des Spins der Ausgangszustände vorgenommen werden. Die mit dieser einfachen und modellunabhängigen Methode gewonnenen Werte stehen weitgehend im Einklang mit Resultaten aus Hauser-Feshbach-Rechnungen, welche die gemessenen Anregungsfunktionen größtenteils gut wiedergeben.

Die von uns gefundenen Zustände im ^{27}Al bei E_x = 14.87, 15.75, 16.05 und 19.52 MeV kommen damit als Yrastniveaus in Frage mit den wahrscheinlichen Spins $21/2^+$, $19/2^+$, $23/2^+$ und $27/2^+$. Den Niveaus bei 16.77 und 17.35 MeV ordnen wir jeweils einen Spin von $21/2^+$ zu. Die Emission von Neutronen muß dann in einigen Fällen mit einem Bahndrehimpuls l=6 erfolgen, woraus sich mit Hilfe des Nilsson-Modells eine zunehmende Deformation für die hochangeregten Niveaus im ^{27}Al ableiten läßt. Speziell für den in der 14^+-Resonanz bei E_{cm} = 19.7 MeV stark bevölkerten 15.75 MeV-Zustand ergibt sich aus dem Vergleich mit dem vermutlich analogen Zustand bei 15.45 MeV im Spiegelkern ^{27}Si eine Deformation ähnlich der eines Kernmoleküls.

Auch in dem weiteren Zerfall eines $(23/2^+)$-Zustandes bei 18.54 MeV, der ausschließlich über den n-Kanal erfolgt, wird der Einfluß von Struktureffekten deutlich sichtbar.

Inhaltsverzeichnis Seite

1. Einleitung 1

2. Experimentelle Anordnung 6
   2.1 Detektorsystem 6
   2.2 Elektronik 10

3. Durchführung der Experimente 12
   3.1 Messungen 12
   3.2 Rechnerische Bestimmung der Transmission durch das Spektrometer 14
   3.3 Methode der Datenauswertung 20
   3.4 Nachweisempfindlichkeit der Detektoren 24

4. Ergebnisse 27
   4.1 Resultate der Singles-Messungen zur Reaktion $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al^{*}$ 27
      4.1.1 Anregungsfunktionen 27
      4.1.2 Hauser-Feshbach-Rechnungen 29
   4.2 Resultate der Koinzidenzmessungen 33
      4.2.1 Zerfallskanäle hochangeregter Zustände im ^{27}Al 33
      4.2.2 Verzweigungsverhältnisse und Spineinschränkungen 44

5. Diskussion der Ergebnisse 54
   5.1 Klassifizierung der Hochspinniveaus im ^{27}Al 54
   5.2 Reduzierte Breiten 61
   5.3 Vergleich der Spiegelkerne ^{27}Al und ^{27}Si 64

Anhang 67

Literaturverzeichnis 73

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen 76

1. Einleitung

Das System $^{16}O + ^{12}C$ wurde in den vergangenen zehn Jahren intensiv studiert, nachdem ebenso wie im System $^{12}C + ^{12}C$ sowohl unter- als auch oberhalb der Coulombbarriere auffallende, nichtstatistische Strukturen in den Anregungsfunktionen beobachtet worden waren (Pat71,Mal72a,Mal78). Solche Resonanzen traten in der elastischen und inelastischen Streuung auf und waren auch in verschiedenen Zerfallskanälen zu sehen.

Großes Interesse hat vor allem die selektive Bevölkerung von Zuständen durch die Reaktionen $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$, $^{12}C(^{16}O,d)^{26}Al$ und $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al$ hervorgerufen, da man sich daraus Aufschlüsse über den Reaktionsmechanismus und die mögliche Struktur dieser Zustände erhoffte (Gob71,Cos71,Cos72). Besonders für den stärksten Reaktionskanal $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ wurden vielfältige Messungen durchgeführt, die zeigten, daß es sich vorwiegend um einen Compoundkern-Prozeß handelt, und die für einige hochangeregte Niveaus im ^{24}Mg Spins von 8-10 $\hbar$ lieferten (Bal71,Gre72).

In den vorliegenden Untersuchungen des Systems $^{16}O + ^{12}C$ wurde besonderes Augenmerk auf den Protonen-Ausgangskanal gerichtet. Da der Fusionswirkungsquerschnitt für die höheren involvierten Bahndrehimpulse am größten ist, wird der Compoundkern ^{28}Si vorwiegend mit dem in streifendem Einfall eingebrachten Drehimpuls l_{graz} gebildet. Die anschließend emittierten Protonen können wegen der hohen Drehimpulsbarriere nur einen geringen Teil des Bahndrehimpulses abführen, so daß im ^{27}Al bevorzugt Hochspinzustände bevölkert werden sollten. In Fig. 1 sind die Verhältnisse für diesen Reaktionskanal qualitativ veranschaulicht. Die Yrastlinie von ^{27}Al wurde über die bekannten Niveaus hinaus extrapoliert, wobei ein ähnlicher Verlauf wie im ^{28}Si angenommen wurde. Für zwei verschiedene Einschußenergien E_{cm} = 19.68 MeV und 22.97 MeV wurden gemäß der Beziehung $l_{graz}(l_{graz}+1) \sim (E-V_{coul})/V_{coul}^2$ die Parabeln der größten Drehimpulse eingezeichnet, die das emittierte

Proton aus dem Compoundkern ^{28}Si wegtragen kann (Kla75). Ausgegangen wurde von den Drehimpulsen des Compoundkerns J = 14 $\hbar$ bzw. 16 $\hbar$, die bei diesen Einschußenergien einem streifenden Einfall des Projektils ^{16}O entsprechen (Cha76).

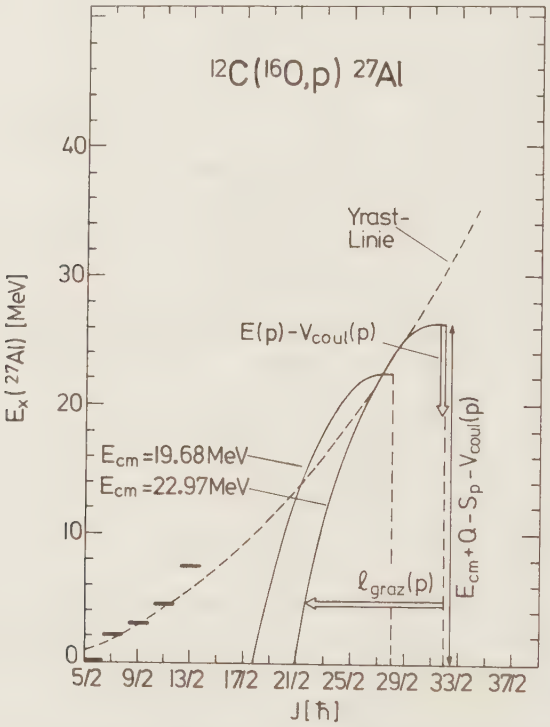


Fig. 1 : Yrast-Diagramm von ^{27}Al mit Drehimpulsreichweiten des vom Compoundkern ^{28}Si emittierten Protons ($l_{graz}(^{16}O)$=14 $\hbar$ bzw. 16 $\hbar$ bei E_{cm}=19.68 bzw. 22.97 MeV, $l_{graz}(p)$ berechnet aus : $l_{graz}(p)(l_{graz}(p)+1) \sim (E(p)-V_{coul}(p))/V^2_{coul}(p))$

Aus dem Verlauf der Drehimpulsparabeln geht hervor, daß durch Aussendung eines Protons nur Zustände mit hohem Spin in der Nähe der Yrastlinie von ^{27}Al erreicht werden können. Aufgrund der geringen Niveaudichte an der Yrastlinie ist also zu erwarten, daß diese Hochspinzustände äußerst selektiv und mit großen Wirkungsquerschnitten bevölkert werden.

Besondere Aufmerksamkeit galt allgemein der 14^+-Resonanz bei E_{cm} = 19.7 MeV, die in mehreren Ausgangskanälen des Systems $^{16}O + ^{12}C$ zu beobachten ist, und bei der gerade zwei Zustände im ^{27}Al mit einer Anregungsenergie von 15.75 und 16.05 MeV stark bevölkert werden (Cos72).

Auch bei höheren Einschußenergien kann diese Selektivität noch verfolgt werden. Ein eindrucksvolles Beispiel dafür ist das in Fig. 2 abgebildete Protonenspektrum, das bei E_{cm} = 23.47 MeV mit einem Halbleiter-Ringzähler unter 180° aufgenommen wurde. Die Anregung des 19.52 MeV-Zustandes ist mindestens um einen Faktor 6 stärker als für alle anderen Zustände unterhalb $E_x \approx 23$ MeV.

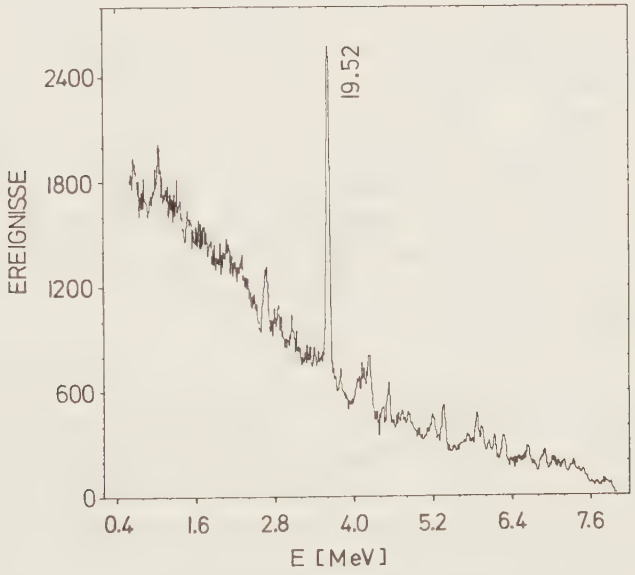


Fig. 2 : Mit einem Halbleiterzähler gemessenes Protonenspektrum der Reaktion $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al$ bei E_{cm}=23.47 MeV (E : kinetische Energie der Protonen)

Zweifellos muß derartigen Niveaus ein hoher Spin zugeschrieben werden, eine genauere Spinbestimmung war bisher jedoch nicht möglich.

Lumpkin et al. haben mittels p-γ-Koinzidenzmessungen für gebundene Zustände im ^{27}Al bis E_x = 8.7 MeV Spineinschränkungen vorgenommen, die Werte zwischen 11/2 und 15/2 lieferten. Lesser et al. haben versucht, mit Hilfe von p-α-Winkelkorrelationsmessungen den Spin hochangeregter Zustände im ^{27}Al zu bestimmen (Les74). Ihre Ergebnisse für die Niveaus bei E_x = 19.8 MeV und 20.8 MeV erlauben es jedoch nur, diesen Zuständen Spins größer als 17/2 zuzuordnen.

Beim Studium der Hochspinzustände im ^{24}Mg konnten mit der Technik der Winkelkorrelationsmessungen an der Reaktion $^{12}C(^{16}O,\alpha_1)^{24}Mg^*(\alpha_2)^{20}Ne(0^+,g.s.)$ gute Resultate erzielt werden (Gob71), da in diesem Fall die Winkelkorrelationsfunktion proportional zum Quadrat eines einzigen Legendre-Polynoms $P_J(\cos\theta)$ ist, wobei J der Spin des angeregten Zustandes im ^{24}Mg ist. Für den Zerfall ungebundener Niveaus im ^{27}Al nimmt die Winkelkorrelationsfunktion eine kompliziertere Form an, zudem sind die Wirkungsquerschnitte, mit denen Zustände im ^{27}Al bevölkert werden, etwa um eine Größenordnung kleiner als für ^{24}Mg. Es erfordert daher großen experimentellen Aufwand, zuverlässige Informationen über die Eigenschaften der Hochspinniveaus im ^{27}Al zu erhalten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nun die Zerfallskanäle hochangeregter Niveaus im ^{27}Al untersucht. Dazu wurde erstmalig das Schwerionen-Rückstoßspekrometer in Koinzidenz mit den Protonen aus der Reaktion $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al^*$ verwendet. Es ließen sich so die beim Zerfall der Hochspinzustände entstehenden Restkerne eindeutig identifizieren und Verzweigungsverhältnisse angeben. Insbesondere konnte mit dieser Methode auch die Frage geklärt werden, ob bei solchen ungebundenen Zuständen der Teilchenzerfall durch hohe Zentrifugalbarrieren so stark behindert ist, daß ihr γ-Zerfall sichtbar wird. Die Ergebnisse dazu werden in Abschnitt 4.2.1 vorgestellt. In Abschnitt 4.2.2 wird mit Hilfe von Winkelkorrelationen der in zweiter Stufe emittierten Teilchen, die die Nachweiswahrscheinlichkeit unserer Meßapparatur beeinflussen, eine Eingrenzung der für einige selektiv bevölkerte Zustände in Frage kommenden Spins

vorgenommen. Diese Werte werden in Abschnitt 5.1 mit jenen Spins verglichen, die sich aus den Hauser-Feshbach-Rechnungen in Abschnitt 4.1.2 ergeben. Ferner wird in Kapitel 5 diskutiert, inwieweit man aus dem weiteren Zerfall der Hochspinzustände im ^{27}Al auf strukturelle Besonderheiten und verstärkte Kerndeformation schließen kann.

2. Experimentelle Anordnung

2.1 Detektorsystem

Die Messungen wurden am Münchner Schwerionen-Rückstoßspektrometer durchgeführt, dessen Funktionsweise in (Rud79,Rud82) und (Kon80) ausführlich beschrieben ist. Fig. 3 zeigt den schematischen Aufbau der Apparatur.

Die bei der Reaktion ^{16}O + ^{12}C entstehenden leichten geladenen Reaktionsprodukte wurden unter 180° mit einem Halbleiter-Ringzähler nachgewiesen, die korrelierten schweren Restkerne wurden in Koinzidenz dazu mit dem Rückstoßspektrometer unter 0° registriert.

Die Bohrung im Ringzähler hatte einen Durchmesser von 6 mm und war gegen den direkten Strahl durch ein Messingröhrchen abgeschirmt, das außen mit einer isolierenden Lackschicht überzogen war. Der Innendurchmesser des Röhrchens betrug 5 mm. Die Rückseite des Zählers war durch eine Tantalblende ebenfalls geschützt.

Der Ringzähler hatte eine aktive Fläche von 420 mm^2, bei einer Dicke von 500 μm konnten Protonen bis 8 MeV gestoppt werden.

Der Abstand des Ringzählers vom Target betrug 10 cm, d.h. es ließ sich ein Raumwinkel von 40 msr erfassen. Wegen der geringen kinematischen Verbreiterung war die Energieauflösung besser als 50 keV. Bei Einschußenergien über 54 MeV mußte zur Unterdrückung von Sekundärelektronen eine Gegenspannung von 2.5 kV an das Target gelegt werden, damit die gute Energieauflösung gewährleistet blieb.

Die Unterscheidung der einzelnen Teilchensorten geschah mittels Flugzeitdiskriminierung, wobei der Flugweg von 10 cm ausreichte, um Protonen, Deuteronen und α-Teilchen sicher zu trennen.

Dem Raumwinkel des Ringzählers wurde die Winkelakzeptanz des Rückstoßspektrometers mit 1.4 msr so angepaßt, daß die

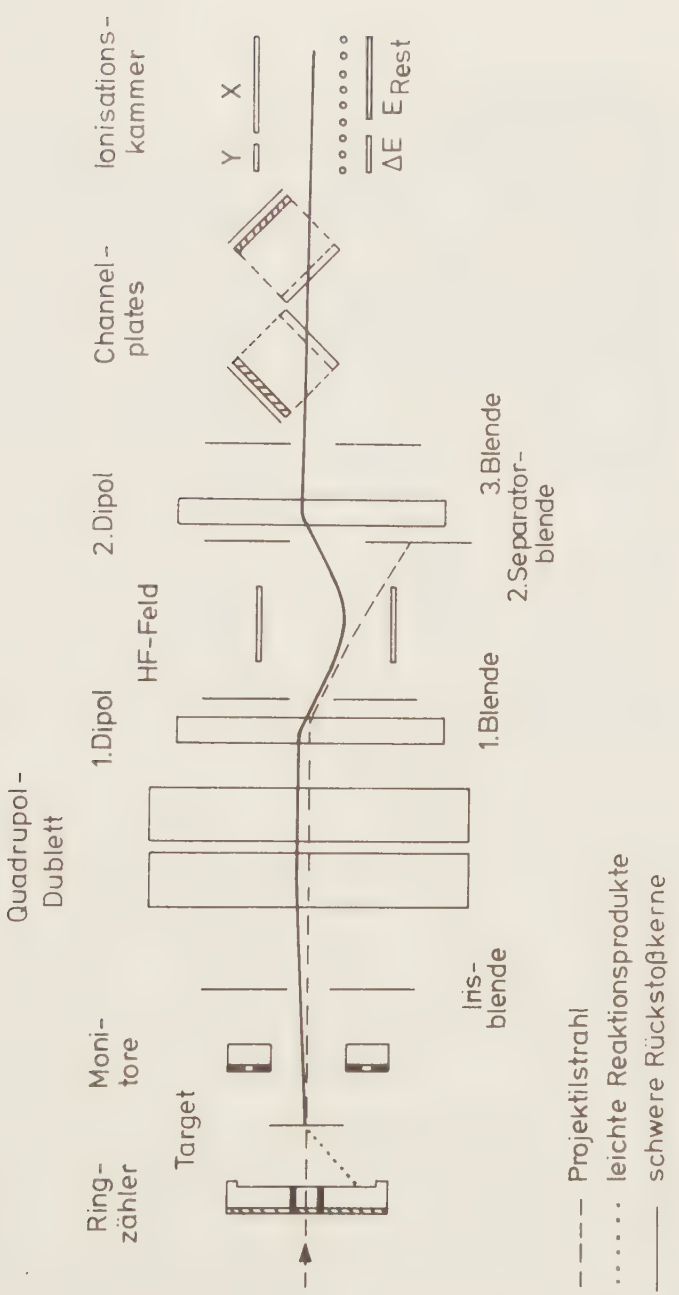


Fig. 3 : Schematische Anordnung des Rückstoßspektrometers

zu dem leichten Teilchen gehörigen Rückstoßkerne vollständig nachgewiesen werden konnten.

Mit Hilfe der beiden Quadrupol-Linsen werden die Fusionsprodukte in das Spektrometer fokussiert. Die Trennung der Compoundkerne vom Primärstrahl erfolgt durch ein gekreuztes magnetisches und hochfrequentes elektrisches Feld. Die Phasenlage des HF-Feldes, das mit 10 MHz synchron zur Strahlpulsung schwingt, wird so gewählt, daß der gepulste Strahl sowohl durch das homogene Magnetfeld des ersten Dipols als auch durch das dazu senkrecht stehende elektrische Feld nach rechts abgelenkt und an der 2. Separatorblende gestoppt wird.

Die langsameren Fusionskerne werden im ersten Magnetfeld ebenfalls nach rechts abgelenkt, erreichen das HF-Feld jedoch bei einer Phase, die sie nach links ablenkt, so daß sie die Separatorblende passieren können. Durch das Feld des zweiten Dipols werden diese Teilchen dann wieder zurück auf die Strahlachse gelenkt. Die Anordnung wirkt damit als Geschwindigkeitsfilter, die Geschwindigkeitsakzeptanz, d.h. die Breite des Durchlaßfensters des Separators beträgt etwa $\pm$ 10 % der Sollgeschwindigkeit v_o .

Der nachfolgende Zeitdetektor, mit dem die Flugzeit der Fusionskerne gemessen wird, besteht aus einer Dach-Anordnung zweier Channel-Plates (Sekundärelektronenvervielfacher) (Kon80). Das von ihnen gelieferte Signal dient als Startpuls, während das Stop-Signal von der Strahlpulsung abgeleitet wird. Die damit erreichbare Zeitauflösung ist durch die Strahlpulsbreite auf ca. 1 ns begrenzt bei einer gesamten Laufzeit der schweren Ionen von ca. 200 ns .

Mit der mehrparametrigen Ionisationskammer (Qua75) lassen sich sowohl Energieverlust und Restenergie als auch X- und Y-Koordinate der eintreffenden Fusionsprodukte bestimmen. Die ΔE- und E_{Rest}-Informationen werden von der entsprechend unterteilten Anodenplatte abgenommen, die X-Information wird aus der Unterteilung des hinteren Teils der Kathodenplatte in Längsstreifen gewonnen und über eine Widerstandskette ausgelesen. Der Y-Ort wird aus der Driftzeit der Elektronen

von der Ionisationsspur im Gas bis zum Frischgitter ermittelt.

Als Zählgas wurde 99.95 % reines Methan bei einem Druck von etwa 140 mbar verwendet, die beste erreichbare Energieauflösung betrug 450 keV bei 2 MeV/Nukleon.

Zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten wurden die am Target elastisch gestreuten Projektile mit zwei in einem Winkel von 18° symmetrisch zur Strahlachse stehenden Monitordetektoren registriert.

2.2 Elektronik

Fig. 4 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik.

Die Monitor-Signale wurden im Single-Mode der "Gruppe 1" der PDP8 verarbeitet, die restlichen Signale im Koinzidenz-Mode der "Gruppe 4", wo beliebige Teilkoinzidenzen innerhalb von 20 μs erlaubt sind. Die Verwendung eines gepulsten Strahls mit einem Pulsabstand von 400 ns erforderte eine zusätzliche Koinzidenzbedingung für die zum gleichen Strahlpuls gehörigen leichten und schweren Reaktionsprodukte. Diese wurde mit Hilfe eines TAC's realisiert, dessen Bereich auf 0.4 μs eingestellt war, wobei der Ringzähler das Start-Signal und die erste Channel-Plate das Stop-Signal lieferte.

Die Pile-up-rejection-Schaltung dient zur Unterdrückung von Ereignissen in der Ionisationskammer, deren zeitlicher Abstand $\Delta t = n \cdot 400$ ns ($n = 0,1,2,3...$) gegenüber der durch die elektronische Pulsformung gegebene Pulsbreite von 3-4 μs zu gering ist, als daß sie als Einzelpulse identifiziert werden könnten. Ohne pile up rejection würden die bei der Überlagerung solcher Pulse entstehenden größeren Pulshöhen im ΔE-Spektrum höhere Kernladungszahlen Z vortäuschen.

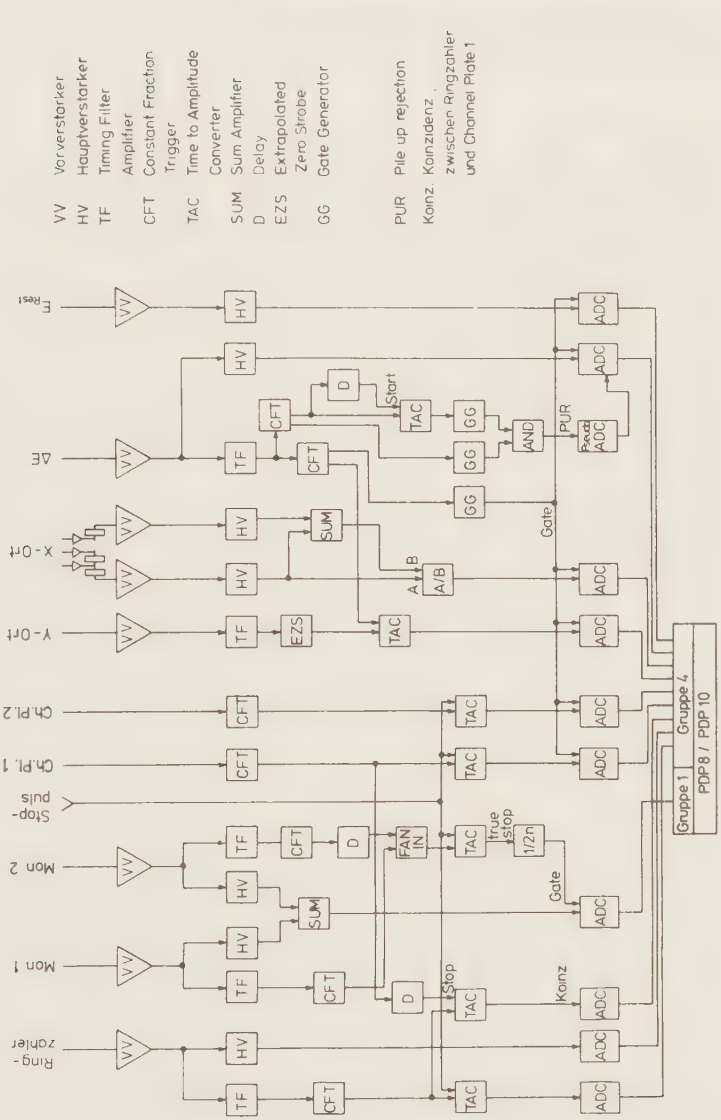


Fig. 4 : Blockschaltbild der Elektronik

3. Durchführung der Experimente

3.1 Messungen

Die Einstellung der Parameter des Rückstoßspektrometers (Quadrupol-Linsen, Dipole, HF) wurde mit Hilfe des Computer-Programms SYSCON vorgenommen.

Zur Energieeichung des Ringzählers konnten bekannte α-Linien aus dem Reaktionskanal $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ herangezogen werden.

Die Eichung des Zeitdetektors und der Ionisationskammer erfolgte mit den am Restgas im Strahltransportsystem umgeladenen Projektilen, die sich nur in der Ionenladung, nicht aber in der Energie von dem Hauptanteil des Strahls unterscheiden. Mit Hilfe des zweiten Schaltmagneten im Strahlrohrsystem kann diese Strahlkomponente ausgesondert werden. Dadurch läßt sich die Intensität um einen Faktor 10^{-6} auf eine für die Detektoren verträgliche Zählrate von einigen kHz reduzieren. Bei ausgeschaltetem Separator erhält man dann unter Berücksichtigung der Energieverluste in den Folien den Zeitnullpunkt für die Channel-Plates und eine Absoluteichung der Energie für die Ionisationskammer.

Für die Messungen stand ein gepulster ^{16}O-Strahl mit einer mittleren Intensität von ca. 50 pnA zur Verfügung. Als Target wurde angereichertes ^{12}C von 20 $\mu g/cm^2$ verwendet, auf das eine dünne Goldschicht von 5 $\mu g/cm^2$ aufgedampft war, an der die Rutherfordstreuung der ^{16}O-Projektile gemessen wurde.

Um einen Überblick über die Selektivität zu gewinnen, mit der Hochspinzustände im ^{27}Al bevölkert werden, wurden für Einschußenergien (im Schwerpunktsystem) E_{cm} = 18.7-30.1 MeV Anregungsfunktionen mit einer Schrittweite von 150 keV gemessen. Zur genaueren Ausmessung der resonanten Strukturen bei $E_{cm} = 19.68 \pm 0.03$ MeV wurde im Bereich von E_{cm} = 19.50-19.84 MeV die Schrittweite auf 85 keV

verringert. Für die Messung dieser Anregungsfunktionen wurden nur der Ringzähler und die beiden Monitordetektoren benötigt.

Der weitere Zerfall der am stärksten angeregten Zustände im ^{27}Al wurde bei vier verschiedenen Energien E_{cm} = 19.68, 19.85, 22.97 und 23.26 MeV mit dem Rückstoßspektrometer untersucht. Dabei wurde das Geschwindigkeitsfenster des Separators jeweils einmal so festgelegt, daß γ-, p- und n-Zerfälle erfaßt werden konnten, eine zweite Einstellung auf höhere Geschwindigkeiten diente zum Nachweis von α-Zerfällen. Gleichzeitig ermöglichte diese zweite Einstellung den vollen Nachweis von ^{24}Mg aus dem Reaktionskanal $^{12}C(^{16},\alpha)^{24}Mg$. Mit den stark bevölkerten gebundenen Zuständen im ^{24}Mg ließ sich die Transmission durch das Rückstoßspektrometer experimentell überprüfen. Da sich aus diesen Messungen stets eine kleinere Transmission als 100 % ergab, wurde ein Computer-Programm erstellt, das nach der Monte-Carlo-Methode den Strahlengang im Rückstoßspektrometer für die untersuchten Reaktionen simulieren sollte. Diese Rechnungen sind im folgenden Abschnitt näher erläutert.

3.2 Rechnerische Bestimmung der Transmission durch das Spektrometer

Das Programm TRAMI1 berechnet die Transmission von Rückstoßkernen, die in Koinzidenz mit dem zugehörigen leichten Teilchen beobachtet werden. Dabei werden die Anfangsparameter für die Rückstoßkerne (Ort im Target, Winkel zwischen Flugrichtung und Strahlachse bei Beachtung des Öffnungswinkels des Ringzählers, Ionenladung) mit Hilfe eines Zufallsgenerators bestimmt. Auch der Winkel für Vielfachstreuung im Target kann mit einbezogen werden, ebenso wie die Impulsänderung durch weitere γ - oder Teilchenemission. Für diesen Fall kann eine (im Schwerpunktsystem) isotrope oder zum Quadrat von Legendre-Polynomen $|P_1(\cos\theta)|^2$ proportionale Winkelkorrelation eingegeben werden.

Das Programm ermittelt dann die Energie-, Geschwindigkeits- und Ionenladungsverteilung der in die Ionisationskammer gelangenden Teilchen und berechnet die Transmission der Apparatur gemäß der Beziehung

Transmission = Nachweiswahrscheinlichkeit / Akzeptanz .

Dabei ist die Akzeptanz A durch die Öffnung θ_I der Irisblende und durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt der fraglichen Reaktion gegeben :

$$A(\theta_I) = \frac{\int_0^{\theta_I} (d\sigma/d\Omega)_{lab} \sin\theta_{lab}\, d\theta_{lab}}{\int_0^{\pi} (d\sigma/d\Omega)_{lab} \sin\theta_{lab}\, d\theta_{lab}} \qquad (3.1)$$

In den vorliegenden Experimenten war der Öffnungswinkel der Irisblende $\pm$ 21 mrad. Die Akzeptanz ist damit gleich 100 % für Rückstoßkerne, die durch γ-Zerfall in den Grundzustand übergehen, wie aus der Winkelverteilung in Fig. 5 zu entnehmen ist. (In der Zeichnung wurde der ungünstigste Fall eines einzigen hochenergetischen Gammaübergangs von 14 MeV angenommen.) Für n- bzw. α-Zerfälle beträgt die Akzeptanz nur noch einige Prozent und hängt stark von der Energie und Winkelverteilung des emittierten Teilchens ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers ergibt sich aus

dem Verhältnis der Anzahl der in der Ionisationskammer nachgewiesenen schweren Ionen zu der Gesamtzahl der vom Target ausgehenden Teilchen.

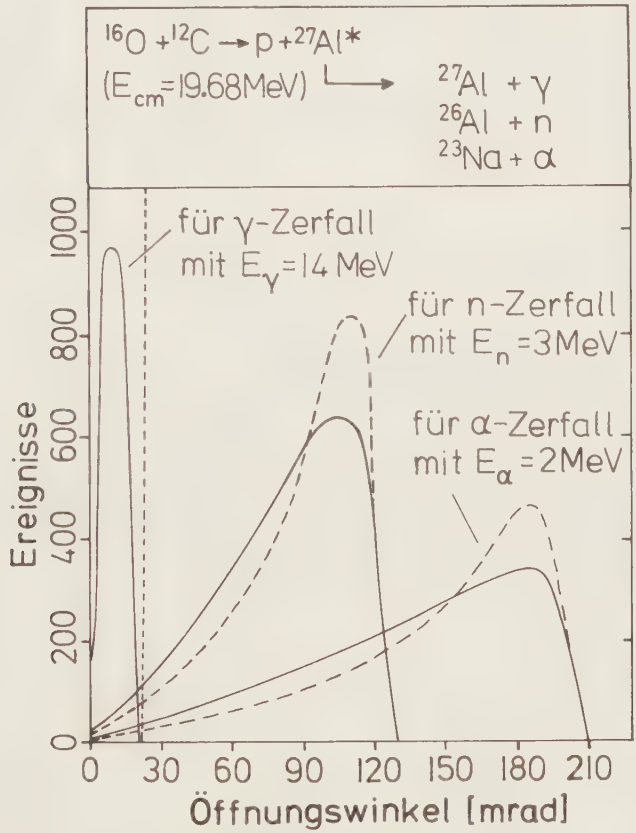


Fig. 5 : Gerechnete Winkelverteilung der Rückstoßkerne im Laborsystem für im Schwerpunktsystem isotrope Emission eines γ's, sowie für n- und α-Zerfall unter Berücksichtigung einer Winkelkorrelation $W(\theta) \sim |P_4(\cos\theta)|^2$ (durchgezogene Kurven) bzw. $W(\theta) \sim |P_2(\cos\theta)|^2$ (gestrichelte Kurven). θ ist der Winkel zwischen Strahlachse und Richtung der Teilchenemission. Die geometrische Akzeptanz des Rückstoßspekrometers beträgt ±21 mrad und ist durch die gestrichelte Linie markiert.

Fig. 6 zeigt für zwei verschiedene Entfernungen des Ringzählers vom Target die berechnete und die gemessene Transmissionskurve für die Ionenladungsverteilung von ^{24}Mg mit der Anregungsenergie E_x = 9.53 MeV, wobei mit den Quadrupol-Linsen jeweils ein bestimmter Ladungszustand optimal in die Ionisationskammer fokussiert wurde. Die Durchlaßgeschwindigkeit v_o betrug 1.88 cm/ns .

Der mittlere Ladungszustand $\bar{q}$ der Verteilung am Target, die in das Programm eingegeben wurde, berechnet sich nach der Formel von Nicolaev und Dimitriev (Nic68) :

$$\bar{q} = Z \cdot \left[1+(Z^{-a} \cdot \frac{v}{v'})^{-1/k} \right]^{-k} \qquad (3.2)$$

(Z = Kernladungszahl, v = Geschwindigkeit, v' = 0.36 cm/ns , a = 0.45 , k = 0.6)

Diese semi-empirische Beziehung wurde von Nicolaev und Dimitriev auf Teilchen mit $Z \geq 20$ angewendet. Für die von uns untersuchten leichteren Kerne liefert sie einen mittleren Ladungszustand, der gegenüber dem experimentellen Wert um eine Einheit zu hoch ist. Bei der Programmeingabe wurde daher der Mittelwert der Häufigkeitsverteilung entsprechend korrigiert.

Die Halbwertsbreite HWB dieser Gaußverteilung ergibt empirisch sich aus

$$HWB = 0.76 \cdot \sqrt{Z} \qquad (3.3)$$

Kurve I in Fig. 6 wurde bei einem Abstand Ringzähler - Target von 105 mm gewonnen, Kurve II gilt für einen Abstand von 205 mm . Die durch den Öffnungswinkel des Ringzählers definierte Winkelakzeptanz θ_{max} des Rückstoßspektrometers ist damit bei Kurve II um einen Faktor 2 kleiner als bei Kurve I, d.h. die Ausleuchtung der Quadrupol-Linsen ist geringer. Die damit geringere Ladungsdispersion führt zu einer stark vergrößerten Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ionen mit Ionenladungen $q \neq \bar{q}$.

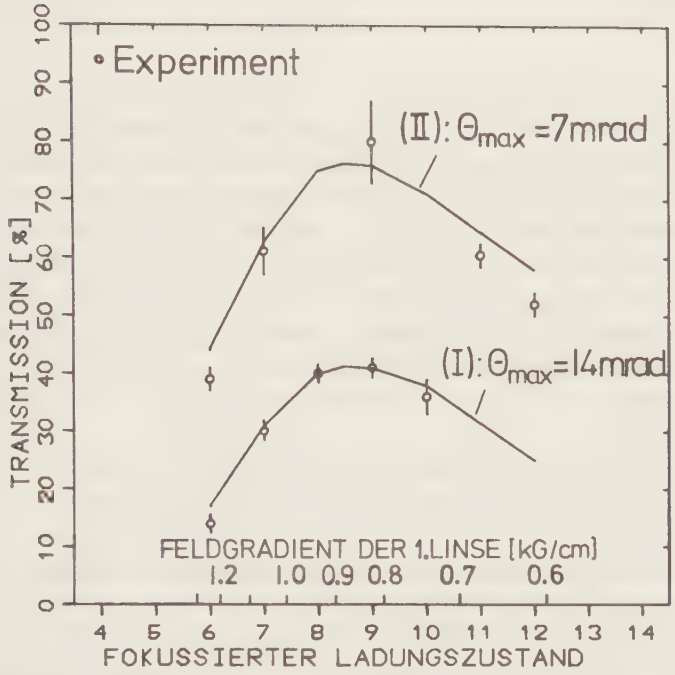


Fig. 6 : Gesamte berechnete Transmission für ^{24}Mg, E_x=9.53 Mev in Abhängigkeit von der Stärke der Fokussierung.
Kurve I: Ausleuchtung der Irisblende maximal 14 mrad
Kurve II: Ausleuchtung der Irisblende maximal 7 mrad durch Vergrößerung des Abstandes Target-Ringzähler

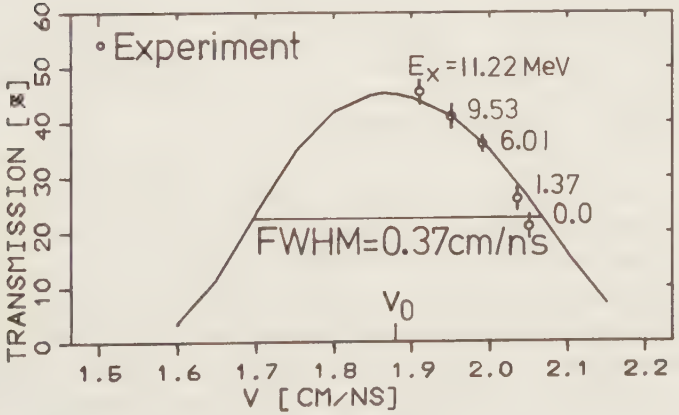


Fig. 7 : Gesamte berechnete Transmission in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne bei gegebener Durchlaßgeschwindigkeit v_o

Für beide Kurven betrug die (in Strahlrichtung) rechtsseitige Öffnung der 2. Separatorblende (s. Fig. 3, S.7) 7.5 mm . Erweiterte man diese Öffnung auf 10.0 mm, so erhöhte sich bei Fokussierung auf den Ladungszustand 9^+ und dem Abstand Ringzähler - Target von 205 mm die Transmission auf 100 % . Allerdings verschlechterte sich dabei die Separation des Primärstrahls, was eine stärkere Zählratenbelastung der Ionisationskammer bedeutete. Daher wurden die Messungen alle mit einer Blendenweite von 7.5 mm durchgeführt.

In Fig. 7 ist die Abhängigkeit der Transmission von der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne bei gegebener Sollgeschwindigkeit v_o dargestellt. Für die experimentellen Werte wurden die den einzelnen angeregten Zuständen im ^{24}Mg entsprechenden Geschwindigkeiten benutzt. (Da ab E_x = 9.31 MeV α-Zerfall zum ^{20}Ne möglich ist, ist es nicht sinnvoll, die höher angeregten Kerne mit kleineren Geschwindigkeiten zu einem Vergleich heranzuziehen. Bei dem 11.22 MeV-Zustand im ^{24}Mg handelt es sich um einen quasigebundenen Zustand, dessen α-Zerfall aufgrund seines Spins $J^\pi = 4^+$ bei der zur Verfügung stehenden geringen Zerfallsenergie durch die Zentrifugalbarriere stark behindert ist.) Die Quadrupol-Linsen waren auf optimale Fokussierung des häufigsten Ionenladungszustandes 9^+ eingestellt, θ_{max} betrug je nach Anregungsenergie 13-21 mrad. Für die Breite des Geschwindigkeitsfensters ergibt sich $\Delta v = \pm 0.185$ cm/ns , d.h. etwa ± 10 % der Durchlaßgschwindigkeit $v_o = 1.88$ cm/ns .

Die Figuren 6 und 7 zeigen, daß sich mit dem um 1 erniedrigten Wert von $\bar{q}$ aus Gl.(3.2) und mit Gl.(3.3) die Ionenladungsverteilung von ^{24}Mg so gut bestimmen läßt, daß die Transmission durch das Spektrometer zufriedenstellend wiedergegeben wird. Nur wenn extrem niedrige oder hohe Ladungszustände in die Ionisationskammer fokussiert werden sollen oder wenn sich die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne erheblich von der Durchlaßgeschwindigkeit unterscheidet, beträgt die Abweichung von der gemessenen Transmission 5 %

bis maximal 15 % .

Zur Bestätigung, daß auch für andere Kernladungszahlen Z gute Ergebnisse zu erwarten sind, wurde die Transmission für ^{26}Al aus dem Reaktionskanal $^{12}C(^{16}O,d)^{26}Al$ berechnet, das bei Einstellung des Separators auf die Geschwindigkeit von ^{27}Al noch innerhalb des Geschwindigkeitsfensters liegt. Für Rückstoßkerne, die durch Bevölkerung des gebundenen Zustandes bei E_x = 3.92 MeV entstehen, ergibt sich bei Fokussierung auf den häufigsten Ionenladungszustand 9^+ und mit Θ_{max} = 11 mrad experimentell eine Transmission von (54 ± 5) % . Mit TRAMI1 errechnet sich eine Transmission von 57 % , was innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Meßwert übereinstimmt.

Die experimentelle Bestimmung der Transmission des Rückstoßspektrometers mit der hier angewandten Koinzidenzmethode hat auch für andere Experimente, die an diesem Gerät inzwischen durchgeführt wurden, Bedeutung gewonnen.

3.3 Methode der Datenauswertung

Bei der Auswertung der Daten im Replay-Verfahren an der PDP10 werden die vom Ringzähler registrierten Ereignisse in einer zweidimensionalen E-t-Matix dargestellt (Fig. 8) .

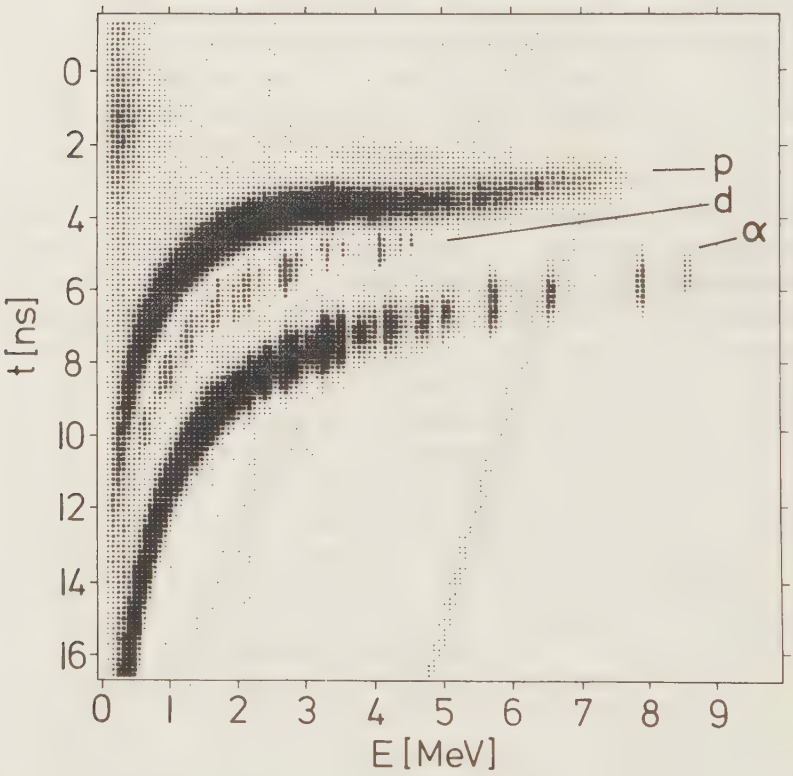
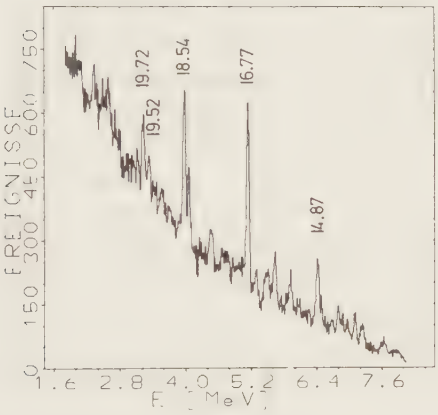


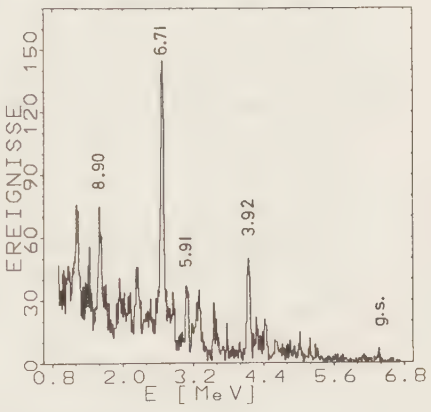
Fig. 8 : E-t-Matrix zur Trennung der im Ringzähler nachgewiesenen leichten geladenen Reaktionsprodukte (p, d, α)

Aufgrund der unterschiedlichen Flugzeit t lassen sich die Protonen gut von Deuteronen und α-Teilchen trennen. Im Auswerte-Programm wird jede Teilchensorte durch einen Polygonzug begrenzt. Die in jeweils eines dieser Gebiete fallenden Ereignisse werden in ein Energiespektrum akkumuliert. Fig. 9 zeigt die Singles-Spektren für Protonen, Deuteronen und α's bei einer Einschußenergie des ^{16}O-Strahls von 53.6 MeV . In allen Spektren sieht man auch oberhalb der Teilchenemissionsschwelle stark bevölkerte diskrete Linien über dem exponentiell anwachsenden Kontinuum.

Protonen



Deuteronen



α-Teilchen

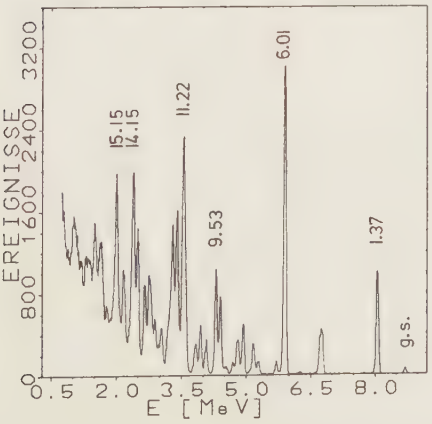


Fig. 9:
Singles-Spektren bei der Einschußenergie
E_{lab} = 53.6 MeV
(E_{cm} = 22.97 MeV)

Für die Bestimmung der Kernladungszahl Z der schweren Restkerne wird eine weitere Matrix erstellt, in welcher der Energieverlust ΔE gegen die Gesamtenergie E aufgetragen ist (Fig. 10). Neben gestreuten ^{16}O-Projektilen werden vor allem die Compoundkerne Neon, Natrium, Magnesium und Aluminium in der Ionisationskammer nachgewiesen.

In jeden "Ast" wird mittels Stützstellen ein Polygonzug gelegt, auf den die zugehörigen Ereignisse projiziert werden. Fig. 11 zeigt das resultierende Z-Spektrum.

In diesem Spektrum können nun Fenster auf die einzelnen Elemente gesetzt werden. Zur Bestimmung der wahren Gesamtenergie jedes Ereignisses benötigt man außerdem die Z-abhängigen Energieverluste in den Folien des Zeitdetektors und in der Eintrittsfolie der Ionisationskammer sowie die Verluste durch Kernstoßeffekte und durch Rekombination von Ladungsträgerpaaren im Gas. Die Folienverluste werden mit Hilfe des berechneten Z und der unkorrigierten Energie aus den Northcliffe-Schilling-Tabellen (Nor70) ermittelt. (Bekanntlich sind diese Tabellenwerte in dem hier interessierenden Massenbereich um etwa 15 % zu hoch. Diese Abweichung muß daher ebenfalls berücksichtigt werden.) Die Kernstoß- und Rekombinationsverluste ergeben sich nach Kaufman et al. aus der Beziehung (Kau74)

$$\delta E = \delta\varepsilon \cdot E/\varepsilon \qquad (3.4)$$

mit $$\frac{\varepsilon}{E} = \frac{3.2\cdot 10^4 \, A_T}{(Z_P^{1/3}+Z_T^{1/3})^{1/2} Z_P Z_T (A_P+A_T)} \quad MeV^{-1} \qquad (3.5)$$

und $$\delta\varepsilon = \frac{4.464\,\varepsilon}{6.2+0.72\varepsilon} \qquad (3.6)$$

Dabei ist ε die Energie in Lindhard-Einheiten.
Der Index P bzw. T bezeichnet den Projektil- bzw. Targetkern.

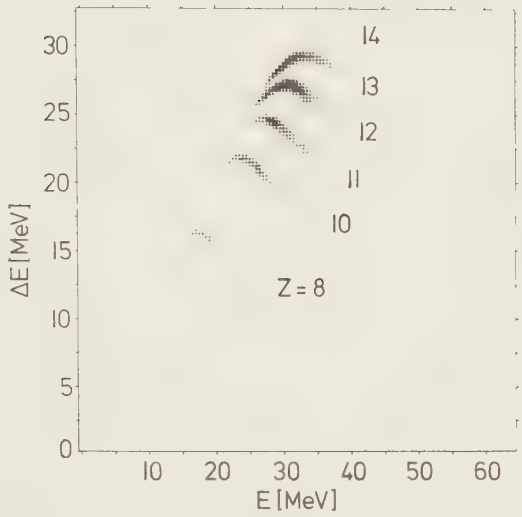


Fig. 10 : ΔE-E-Matrix zur Bestimmung der Kernladungszahl Z der Fusionsprodukte in der Reaktion $^{16}O+^{12}C$ bei E_{lab}=54.27 MeV (E_{cm}=23.26 MeV)

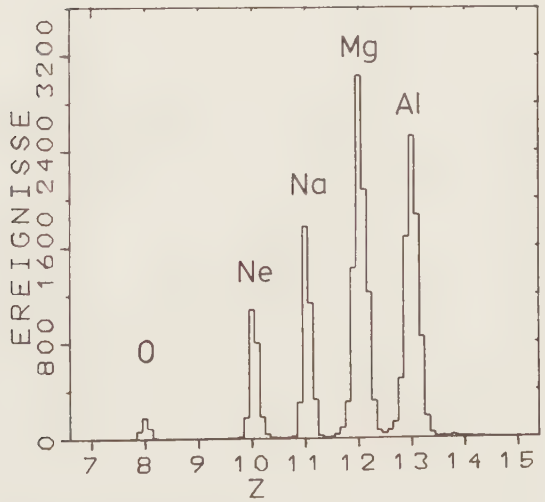


Fig. 11 : Aus der ΔE-E-Matrix in Fig. 10 gewonnenes Z-Spektrum

3.4 Nachweisempfindlichkeit der Detektoren

Die durch den Öffnungswinkel des Ringzählers bedingte kinematische Verbreiterung und die durch den Energieverlust des Projektilstrahls im Target verursachte Energieverschmierung betragen zusammen ca. 35 keV . Hinzu kommt das Auflösungsvermögen des Zählers von ebenfalls 35 keV . Daraus resultiert insgesamt eine Energieauflösung von 50 keV in den Singles-Spektren.

Eine Demonstration der Energie- und Massenauflösung der Ionisationskammer wird durch die gleichzeitige Messung der leichten Reaktionsprodukte mit dem Ringzähler ermöglicht. Setzt man z.B. ein Fenster auf eine bestimmte α-Linie, so erhält man eine scharfe Energie für die ^{24}Mg-Rückstoßkerne. Die erreichte Energieauflösung beträgt etwa 1.3 % , wenn die gesamte Fläche der Eintrittsfolie ausgeleuchtet ist. Die Energieauflösung hängt jedoch empfindlich von der Homogenität der Eintrittsfolie der Ionisationskammer ab. Dies wird deutlich, sobald durch Fenster im X- und Y-Ortsspektrum (siehe Fig. 12) nur ein schmal ausgeleuchteter Bereich der Folie von etwa 2 cm^2 berücksichtigt wird. Fig. 13a zeigt das Energiespektrum für 50 MeV ^{24}Mg . Die Halbwertsbreite beträgt 450 keV , d.h. 0.9 % , und erklärt sich vor allem aus der elektronischen Addition von ΔE und E_{Rest}.

Da die Masse der Rückstoßkerne aus $M = E \cdot t^2$ berechnet wird, erwartet man aufgrund der Zeitauflösung der Channel-Plates gegen die Strahlpulsung eine Massenauflösung von 1.7 % . Dies wird durch das in Fig. 13b abgebildete Massenspektrum bestätigt.

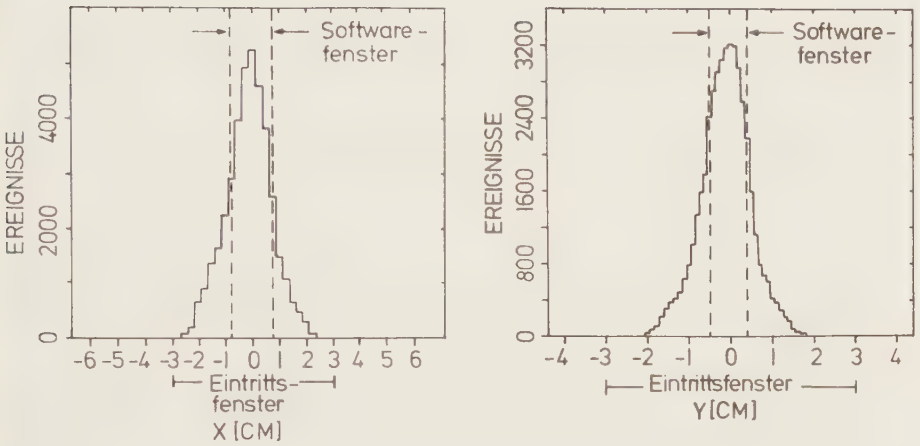


Fig. 12 : Mit der Ionisationskammer aufgenommenes X- und Y-Ortsspektrum der Rückstoßkerne bei E_{lab}=54.27 MeV. Durch Setzen der Software-Fenster wird nur ein schmal ausgeleuchteter Bereich der Eintrittsfolie berücksichtigt.

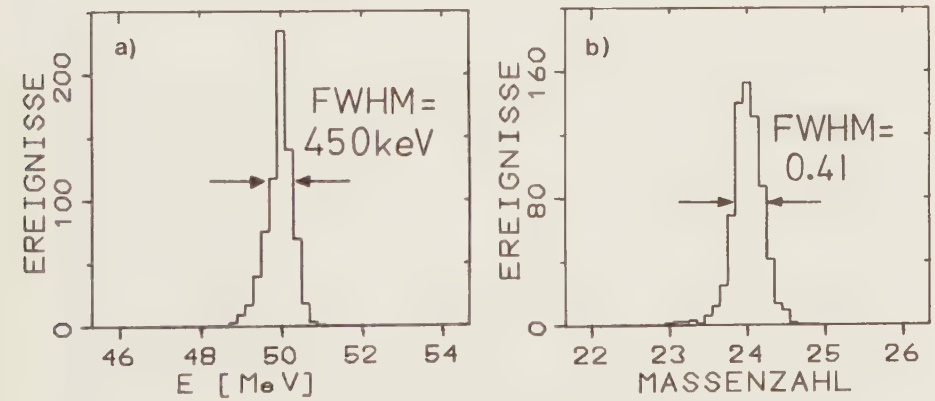


Fig. 13 : a) Energiespektrum für 50 MeV ^{24}Mg mit softwaremäßigem Ortsfenster
b) Dazugehöriges Massenspektrum

Tabelle I gibt nochmals einen Überblick über die erreichbare Auflösung der einzelnen Detektoren.

Tabelle I : Gemessene Auflösung der Detektoren

Detektor	Parameter	relative Auflösung	
Ringzähler	$\Delta E_{gesamt}/E_{gesamt}$	1.0 %	
Ionisationskammer	$\Delta Z/Z$	2.0 %	$Z/\Delta Z = 50$
Channel-Plates (gegen Pulsung)	$\Delta E_{gesamt}/E_{gesamt}$	0.9 %	$M/\Delta M = 60$
	$\Delta t/t$	0.7 %	

4. Ergebnisse

4.1 Resultate der Singles-Messungen zur Reaktion $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al^*$

4.1.1 Anregungsfunktionen

In Fig. 14 sind die Anregungsfunktionen einiger selektiv bevölkerter Zustände im ^{27}Al wiedergegeben.

Charakteristisch für die Bildung eines hochangeregten Compoundkerns ^{28}Si mit vielen überlappenden Niveaus sind starke Fluktuationen des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Einschußenergie. Diese Fluktuationen übertragen sich auch auf die Bevölkerung der isolierten Hochspinzustände im ^{27}Al und werden unter Umständen durch Struktureffekte noch verstärkt.

Die bekannte 14^+-Resonanz bei E_{cm} = 19.7 MeV zeigt sich deutlich in den Anregungsfunktionen der Zustände bei E_x = 15.75 MeV und 16.05 MeV im. ^{27}Al. Für diese beiden Niveaus hatten Cosman et al. (Cos72) Anregungsenergien von 15.53 MeV und 15.83 MeV angegeben. Unsere Messungen erlauben jedoch eine genauere Energiebestimmung mit einem Fehler der Anregungsenergien von ± 10 keV . Unsere Wirkungsquerschnitte, deren relative Fehler kleiner als 20 % sind, stimmen gut mit den Messungen von Shapira et al. (Sha75) überein, die allerdings nur einen kurzen Energiebereich überdecken (siehe Fig. 15).

Der Zustand mit E_x = 17.35 MeV weist 200 keV höher, bei E_{cm} = 19.9 MeV , ein starkes Maximum auf. Dieser Einschußenergie ordnen James et al. (Jam76) eine 12^+-Resonanz zu, die sie in der Reaktion $^{12}C(^{16}O,^{8}Be)^{20}Ne(g.s.)$ gefunden haben, und die sich also auch im Protonenkanal zeigt.

Ein ebenfalls sehr ausgeprägtes Maximum hat der bereits anfangs erwähnte 19.52 MeV-Zustand bei E_{cm} = 23.47 MeV , doch treten in den anderen Anregungsfunktionen keine korrelierten Strukturen auf, die eine Resonanz vermuten ließen.

$^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al \quad \bar{\Theta}_{Lab} = 176°$

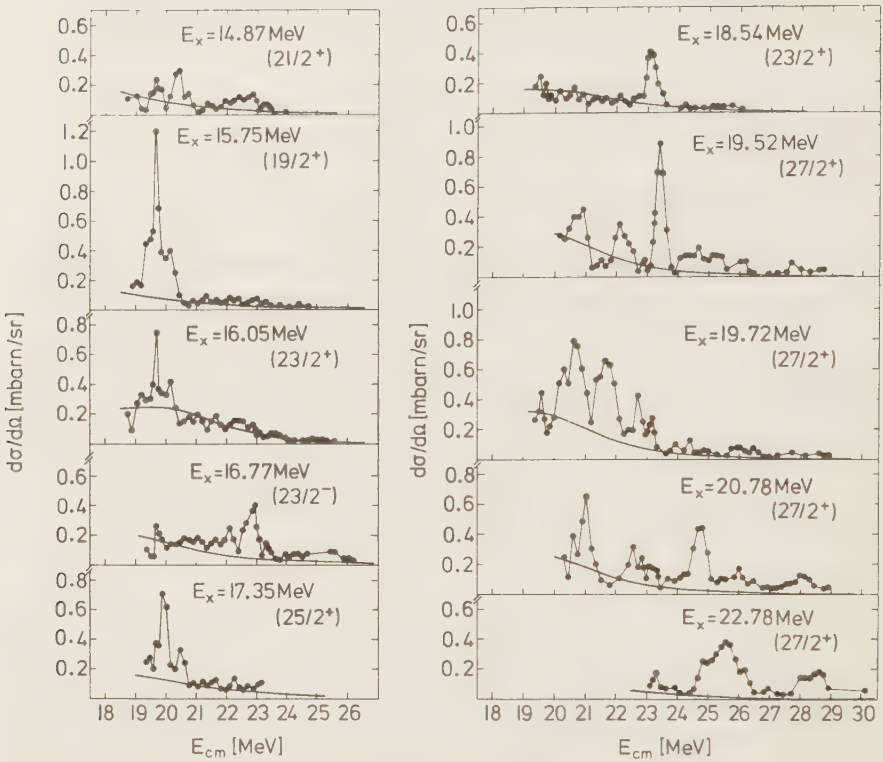


Fig. 14 : Anregungsfunktionen stark bevölkerter Zustände im ^{27}Al. Die durchgezogenen glatten Kurven wurden nach dem statistischen Modell unter Annahme der angegebenen Spins berechnet.

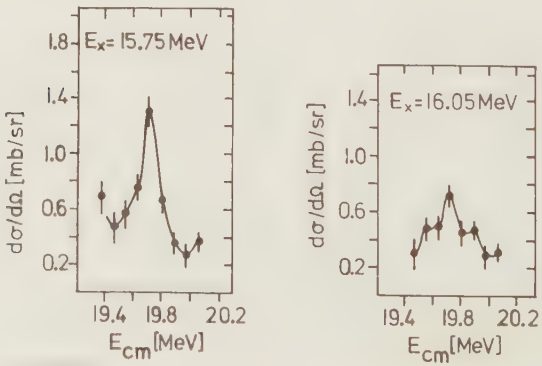


Fig. 15 : Anregungsfunktionen von Shapira et al. für die Reaktion $^{16}O(^{12}C,p)^{27}Al$, $\theta_{lab}=2°$

Zu erwähnen ist noch, daß für Zustände über 17 MeV Anregungsenergie im ^{27}Al bisher keine Anregungsfunktionen veröffentlicht waren. Für Niveaus zwischen 11 und 17 MeV wurden von Cosman et al. Anregungsfunktionen unter Vorwärtswinkeln gemessen, die sich allerdings auf Einschußenergien $E_{cm} \leq 22$ MeV beschränken.

4.1.2 Hauser-Feshbach-Rechnungen

Zum Vergleich mit den gemessenen Anregungsfunktionen wurden Hauser-Feshbach-Rechnungen nach dem statistischen Modell durchgeführt. In diesem Bild zerfällt der Compoundkern statistisch in alle erlaubten offenen Kanäle, deren Zahl mit wachsender Anregungsenergie rasch zunimmt, andererseits aber mit steigendem Drehimpuls im Compoundkern stark abnimmt.

Das Computer-Programm STAT2 von R.G.Stokstad (Sto72a) berechnet die Wirkungsquerschnitte für den compound-elastischen Ausgangskanal sowie für fünf weitere Ausgangskanäle im ersten Verdampfungsschritt und unter Beachtung der Paritätserhaltung. Nach dem statistischen Modell läßt sich der energiegemittelte Wirkungsquerschnitt σ für eine Reaktion mit Eingangskanal α und Ausgangskanal α' schreiben als Produkt aus dem Bildungswirkungsquerschnitt σ_c des Compoundkerns und der Wahrscheinlichkeit $P_{\alpha'}$, daß der Compoundkern in einen spezifischen Ausgangskanal α' zerfällt. $P_{\alpha'}$ wird bestimmt durch den Zerfallsquerschnitt des Compoundkerns in diesen Ausgangskanal, normiert auf den Zerfallsquerschnitt in alle möglichen Ausgangskanäle α'' :

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \sum_{J_c^\pi} \sigma_c \cdot P_{\alpha'}$$

$$= \sum_{J_c^\pi} \left\{ \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{2J_c+1}{(2J_p+1)(2J_T+1)} \cdot \left[\sum_{lS} T_l(\alpha) \right]_{J_c^\pi} \cdot \frac{\left[\sum_{l'S'} T_{l'}(\alpha') \right]_{J_c^\pi}}{\left[\sum_{l''S''\alpha''} T_{l''}(\alpha'') \right]_{J_c^\pi}} \right\} \quad (4.1)$$

Dabei bedeutet :

J_c^π = Gesamtdrehimpuls und Parität des Compoundkerns ^{28}Si

J_p, J_T = Grundzustandsspin des Projektils bzw. Targets

l = Bahndrehimpuls

S = Kanalspin

T_l = Transmissionskoeffizienten

Bei der Summenbildung müssen zudem folgende Bedingungen erfüllt sein : $\vec{J}_c = \vec{l}+\vec{S} = \vec{l}'+\vec{S}' = \vec{l}''+\vec{S}''$

$\vec{S} = \vec{J}_p \; \vec{J}_T = 0$

Die Transmissionskoeffizienten wurden nach dem optischen Modell mit dem Programm HOP2 (Cra74) berechnet. Für den Eingangskanal wurden die Potentialparameter der Arbeit von Malmin (Mal72b) entnommen. Da der so errechnete Wirkungsquerschnitt auch die nicht zur Fusion führenden direkten Reaktionsanteile enthält, wurde er durch Reduzierung der Transmissionskoeffizienten $T_l(\alpha)$ an die Messungen des Fusionswirkungsquerschnitts von Sperr et al. (Spe76) angepaßt. Dabei wurde davon ausgegangen, daß die direkten Reaktionsanteile von den bei streifendem Einfall übertragenen größten Drehimpulsen herrühren. Der Beitrag der höchsten Partialwellen zum Bildungswirkungsquerschnitt des Compoundkerns wurde daher solange verringert, bis der experimentelle Fusionsquerschnitt erreicht war.

Für die Summierung über alle offenen Ausgangskanäle wurden die fünf stärksten Zerfallskanäle von ^{28}Si ausgewählt. Zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten wurden für den compound-elastischen ^{12}C-Kanal, sowie für den ^{8}Be-, α- und d-Zerfallskanal die Potentialparameter aus Ref.(Gre72) herangezogen, für den p- und n-Kanal die Potentialparameter aus Ref.(Bec69) . Die Niveaudichte

oberhalb bekannter Zustände kann nach dem Fermigas-Modell berechnet werden. Shaw et al. (Sha69) geben dafür folgende Darstellung :

$$\rho(U,J) = \frac{2J+1}{12a^{1/4}(U+t)^{5/4}(2\sigma^2)^{3/2}} \cdot \exp\left(2\sqrt{aU} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \qquad (4.2)$$

mit $E = U+\Delta$, $U = at^2-t$, $\sigma = \theta \cdot t/\hbar^2$,

$\theta = \frac{2}{5} m \cdot A^{5/3} \cdot r_o^2 \cdot (1+0.31\beta+0.44\beta^2)$

E,J = Anregungsenergie und Spin des Endzustandes im Ausgangskanal

Δ = Paarungsenergie

a = Niveaudichteparameter

σ = Spinabschneideparameter

t = Kerntemperatur

θ = Trägheitsmoment eines starren Rotators mit dem Deformationsparameter β

In Tabelle II sind die aus der Arbeit von W.Assmann (Ass81) übernommenen Parameter der Niveaudichteformel zusammengestellt. Mit diesem Parametersatz ließen sich bei Einschußenergien E_{cm} = 11-17 MeV die experimentellen Ergebnisse für Zustände bis E_x = 4.51 MeV, $J^\pi = 11/2^+$ am besten wiedergeben.

Tabelle II : Parameter der Niveaudichteformel

	^{28}Si	^{16}O	^{20}Ne	^{24}Mg	^{26}Al	^{27}Al	^{27}Si
a/A (MeV^{-1})	0.116	0.136	0.152	0.200	0.152	0.147	0.147
Δ (MeV)	3.89	5.13	5.13	5.13	0.00	1.80	2.09
r_o (fm)	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
β	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Die nach Hauser-Feshbach berechneten, d.h. über Fluktuationen gemittelten Wirkungsquerschnitte sind in die Anregungsfunktionen in Fig. 14 eingezeichnet. Die eingeklammert angegebenen Spin-Werte liefern die beste Anpassung der gerechneten Wirkungsquerschnitte an die Messungen. (Eine Erniedrigung des Spins um 1 $\hbar$ senkt die berechneten Wirkungsquerschnitte etwa um einen Faktor 2 ab.) Außerhalb der erwähnten Resonanzen bzw. Anomalien ist die Übereinstimmung größtenteils recht gut, allerdings liegt bei den höchsten Anregungsenergien (20.78 MeV, 22.78 MeV) der berechnete Wirkungsquerschnitt oberhalb $E_{cm} \approx 25$ MeV deutlich unter den experimentellen Werten. Auch die Annahme der größtmöglichen Spins hebt diese Diskrepanz von etwa einer Größenordnung nicht auf. Ab $E_{cm} \approx 27$ MeV bleibt der berechnete Wirkungsquerschnitt stets kleiner als 10 µbarn. Möglicherweise spielen bei diesen hohen Energien Prä-Compoundkern-Prozesse eine wichtige Rolle, doch bedarf es zur Klärung dieser Frage weiterer Untersuchungen.

4.2 Resultate der Koinzidenzmessungen

4.2.1 Zerfallskanäle hochangeregter Zustände im ^{27}Al

Für E_{cm}= 22.97 MeV ist in Fig. 16a und 16b das in Koinzidenz mit den Protonen erhaltene Z- und Massenspektrum dargestellt.Durch Zwei-Stufen-Zerfall des Fusionskerns ^{28}Si erreicht man über pn-, pd-, pt- und pα-Zerfälle die Kerne ^{26}Al , ^{25}Mg , ^{24}Mg und ^{23}Na .

In Fig. 17 ist für E_{cm} = 19.68 MeV das Energiespektrum der Protonen als Singles-Spektrum und in Koinzidenz mit ^{27}Al zu sehen. Linien, die in diesem letzteren Spektrum auftreten, gehören also zu angeregten Zuständen im ^{27}Al , die durch γ-Emission in den Grundzustand übergehen. Solche Rückstoßkerne lassen sich besonders empfindlich nachweisen, da die Akzeptanz des Spektrometers in diesem Fall 100 % beträgt und der Untergrund an Niedrigspinzuständen in den Koinzidenzspektren eliminiert ist. S_n bezeichnet die Schwelle für Neutronenemission bei 13.06 MeV . Oberhalb dieser Schwelle und bis zu Anregungsenergien von etwa 22 MeV zeigen nur die drei Zustände bei E_x = 13.48, 14.87 und 15.75 MeV γ-Zerfall. Zustände mit Anregungsenergien, die kleiner als die Neutonenbindungsenergie sind (z.B. E_x = 12.9 MeV, 12.12 MeV), werden gegenüber dem Singles-Spektrum deutlich hervorgehoben. Das weist bereits darauf hin, daß diese Niveaus vorwiegend über γ-Emission zerfallen, obwohl auch sie noch erheblich über der Protonen- und α-Bindungsenergie von 8.27 bzw. 10.09 MeV liegen.

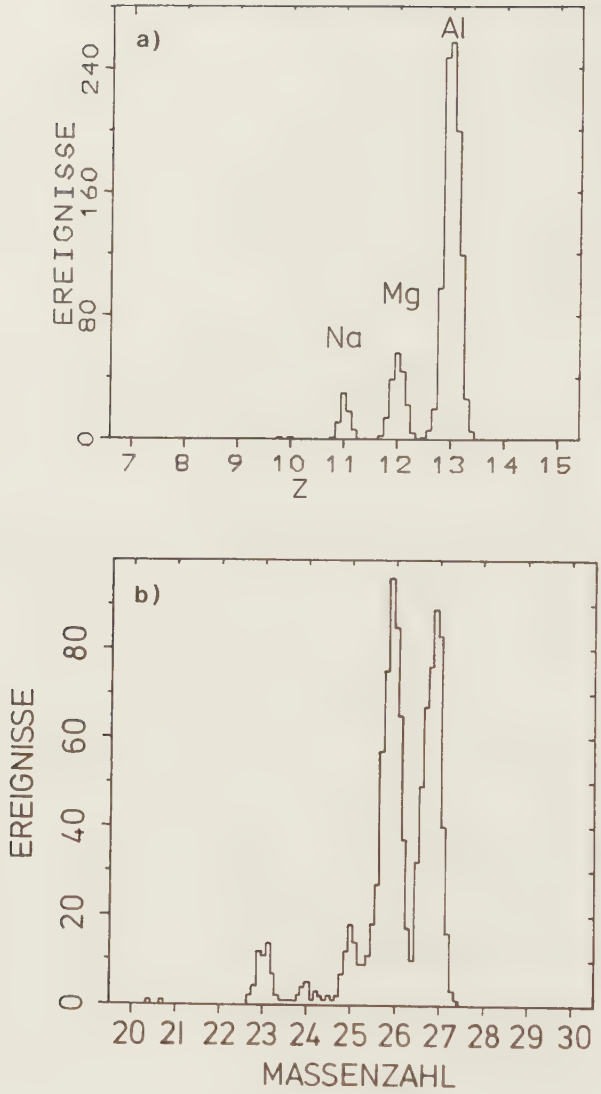


Fig. 16 : a) Z-Spektrum bei E_{cm}=22.97 MeV in Koinzidenz mit den Protonen
b) Dazugehöriges Massenspektrum

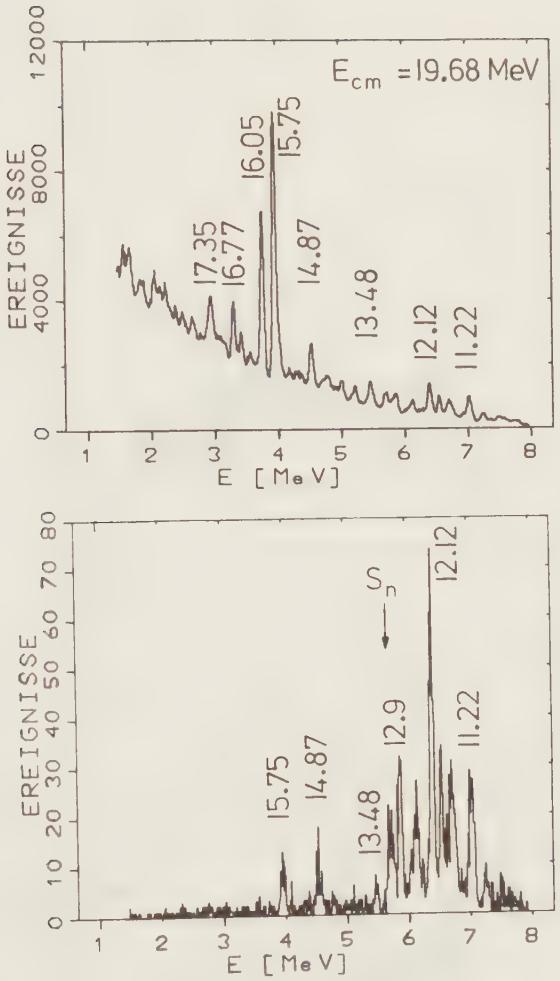


Fig. 17 : Singles-Spektrum der Protonen bei E_{cm}=19.68 MeV (oben) und in Koinzidenz mit ^{27}Al (unten).
S_n bezeichnet die Schwelle für Neutronenemission.

Der Teilchenzerfall von ^{27}Al läßt sich mit dem Rückstoßspektrometer nur mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von einigen Prozent erfassen, wodurch die Statistik in den entsprechenden Spektren teilweise sehr gering ist.

Wird ein Neutron emittiert, so erhält man die in Fig. 18 für zwei verschiedene Einschußenergien abgebildeten Protonenspektren in Koinzidenz mit ^{26}Al. Setzt man ein Fenster auf einzelne Linien, so kann man mit Hilfe von Kinematikrechnungen aus der Energie- oder Geschwindigkeitsverteilung der korrelierten Rückstoßkerne die Endzustände bestimmen, die im ^{26}Al bevölkert werden.

Fig. 19a zeigt für E_{cm} = 22.97 MeV das Geschwindigkeitsspektrum von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die dem 18.54 MeV-Zustand im ^{27}Al entsprechen. Wie in Fig. 19b skizziert ist, können nur ^{26}Al-Kerne durch die Irisblende gelangen, die durch Emission eines Neutrons unter nahezu 0° oder 180° entstanden sind. Daher ergeben sich zwei scharfe Peaks, die symmetrisch um die Schwerpunktgeschwindigkeit v_s von ^{27}Al liegen. Die durch Aussendung eines Neutrons in Vorwärtsrichtung entstandenen Rückstoßkerne haben allerdings eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Fig. 19c) und liegen zudem bereits am Rande des Geschwindigkeitsfensters, so daß der zugehörige, mit (v) gekennzeichnete Peak eine kleinere Intensität aufweist als der mit (r) bezeichnete Peak. Aus der gemessenen Geschwindigkeit läßt sich der Zerfall des 18.54 MeV-Niveaus in das erste angeregte 7^+-Niveau von ^{26}Al ableiten.

In Fig. 20a und 20b sind für E_{cm} = 19.68 MeV Geschwindigkeitsverteilungen von ^{26}Al abgebildet, die in Koinzidenz mit den zu $E_x(^{27}Al)$ = 15.75 MeV bzw. 16.05 MeV gehörigen Protonen gewonnen wurden. In diesem Fall war die Durchlaßgeschwindigkeit des Separators so eingestellt, daß nur diejenigen Rückstoßkerne innerhalb des Geschwindigkeitsfensters liegen, bei denen das Neutron nach rückwärts emittiert wurde. Der Zerfall geht jeweils in den 5^+-Grundzustand von ^{26}Al.

Die Zerfälle des 16.77 MeV- und 17.35 MeV-Zustandes zum

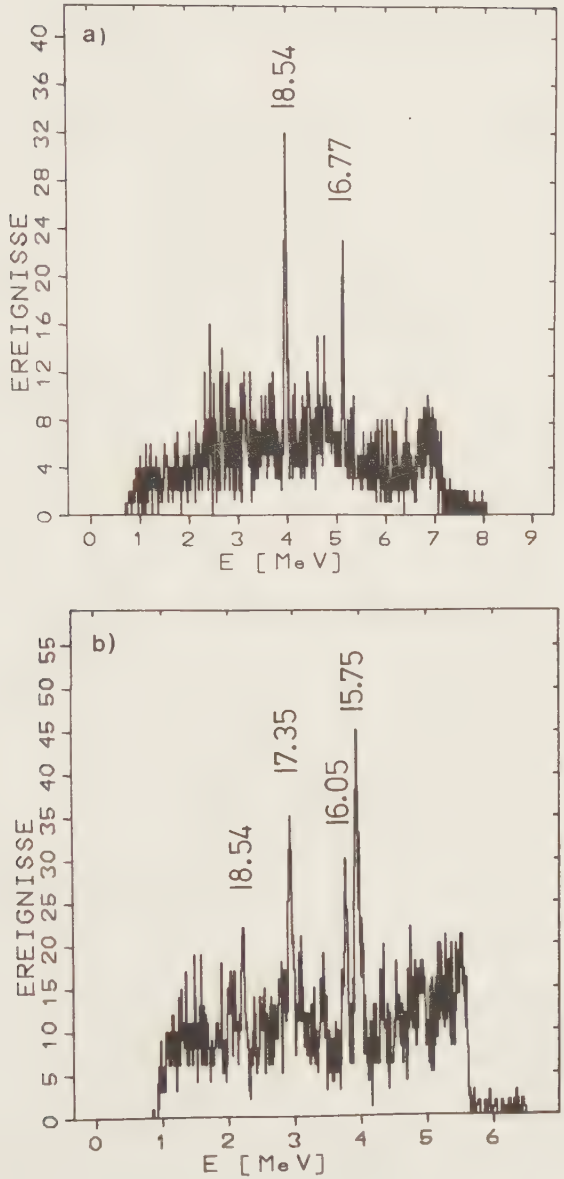


Fig. 18 : Protonenspektren in Koinzidenz mit ^{26}Al
a) bei E_{cm}=22.97 MeV
b) bei E_{cm}=19.68 MeV

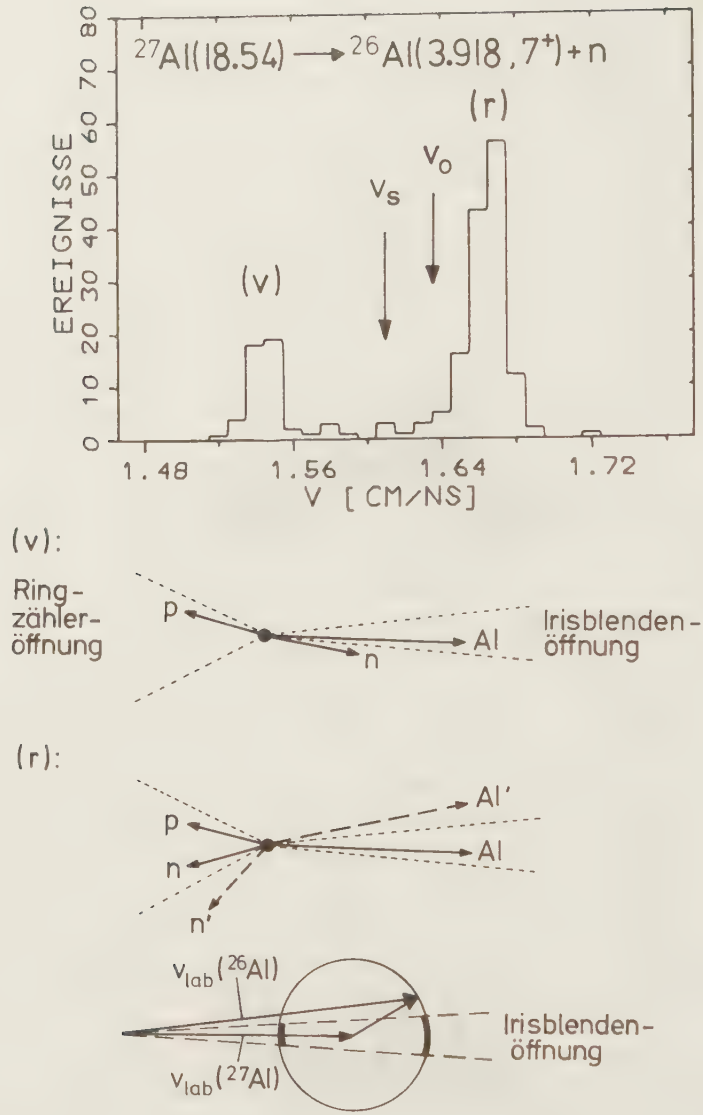


Fig. 19 : a) Geschwindigkeitsspektrum von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die dem 18.54 MeV-Zustand im ^{27}Al entsprechen.(v_s ist die Schwerpunktsgeschwindigkeit, v_o ist die Durchlaßgeschwindigkeit)

b) Die Winkelakzeptanz des Spektrometers wird durch die Irisblende definiert, so daß ^{26}Al-Kerne nur bei Emission des Neutrons unter nahezu 0^o oder 180^o nachgewiesen werden.

c) Diagramm der Geschwindigkeitsvektoren zur Veranschaulichung der kinematisch bedingten Nachweiswahrscheinlichkeit der Rückstoßkerne bei Aussendung des Neutrons nach vorwärts bzw. rückwärts

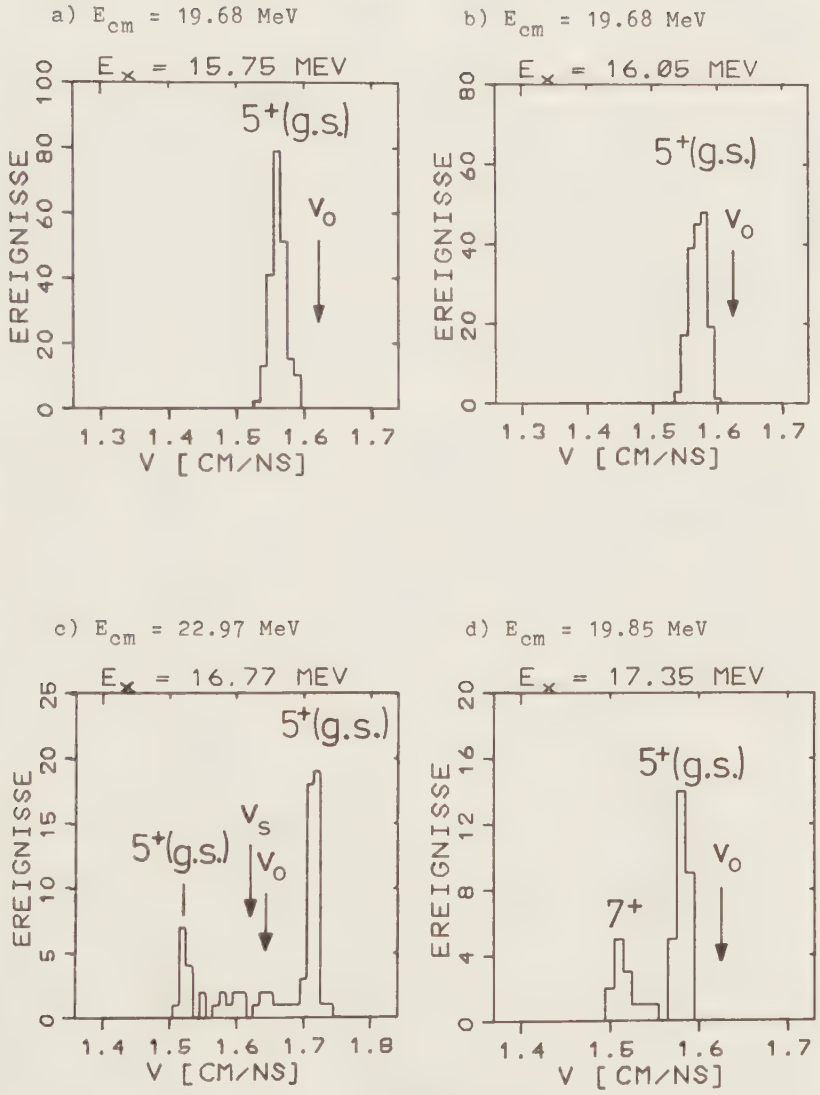


Fig. 20 : Geschwindigkeitsverteilungen von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die jeweils einem bestimmten angeregten Zustand im ^{27}Al entsprechen.

^{26}Al bei E_{cm} = 22.97 MeV bzw. 19.85 MeV sind in Fig. 20c und 20d dargestellt.

Aufgrund der experimentellen Zeitauflösung kann in den Geschwindigkeitsspektren der erste angeregte 3^+-Zustand bei 0.417 MeV im ^{26}Al nicht sicher vom Grundzustand getrennt werden, ebenso der 6^+-Zustand bei 3.507 MeV nicht vom 7^+ bei E_x = 3.918 MeV . Da zur Bevölkerung dieser Zustände bei ähnlicher Zerfallsenergie jedoch ein um 1 $\hbar$ größerer Bahndrehimpuls durch das Neutron abgeführt werden müßte, sind Übergänge zu diesen Niveaus unwahrscheinlich und wurden daher in der Auswertung nicht berücksichtigt.

Bei Emission eines α-Teilchens aus einem angeregten Zustand im ^{27}Al erhält man ein in Koinzidenz mit ^{23}Na aufgenommenes Protonenspektrum, wie es für E_{cm} = 19.68 MeV in Fig. 21 zu sehen ist. Der ^{23}Na-Kern erfährt dabei einen so großen Rückstoß, daß im Geschwindigkeitsspektrum je nach Einstellung der Durchlaßgeschwindigkeit stets nur noch der Peak auftritt, welcher der Aussendung eines α's nach vorwärts oder rückwärts entspricht.

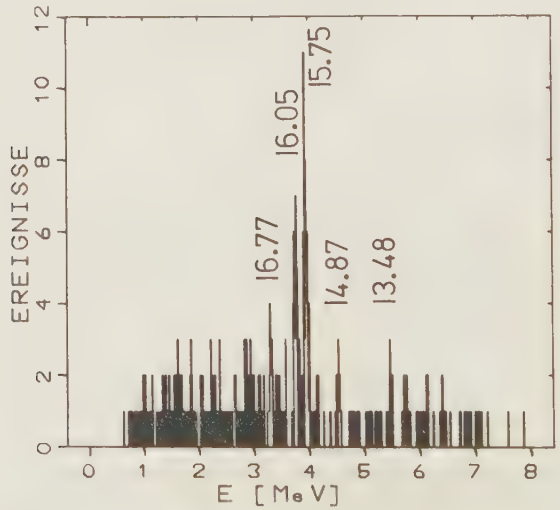


Fig. 21 : Protonenspektrum in Koinzidenz mit ^{23}Na bei E_{cm}=19.68 MeV

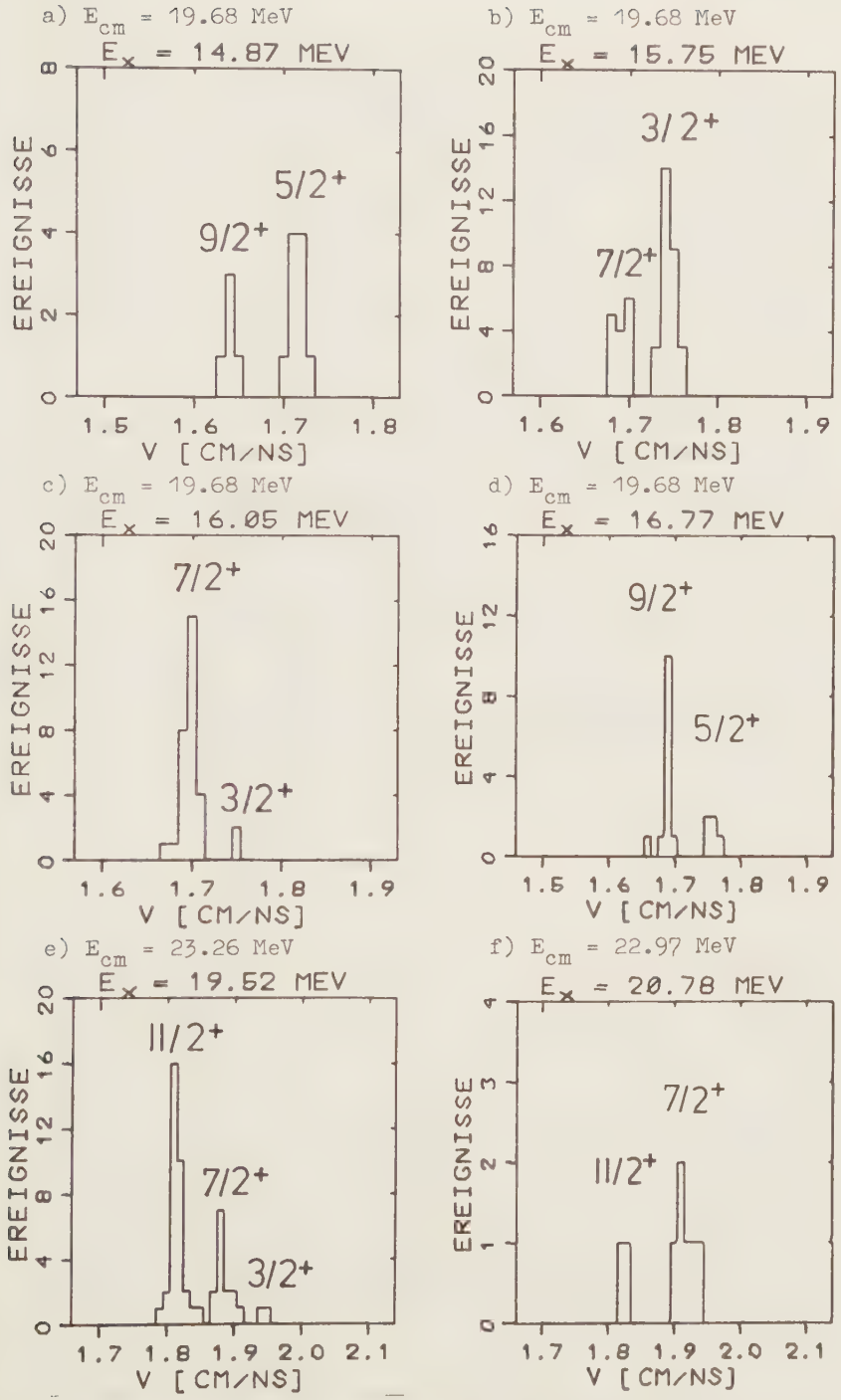


Fig. 22 : Geschwindigkeitsspektren von ^{23}Na in Koinzidenz mit Protonen, die zu spezifischen angeregten Zuständen im ^{27}Al gehören.

Fig. 22a bis 22f zeigt die α-Zerfälle der Niveaus im ^{27}Al bei E_x= 14.87, 15.75, 16.05, 16.77, 19.52 und 20.78 MeV zum ^{23}Na . Der Zustand bei 16.05 MeV weist dabei deutlich andere Zerfallsstärken auf als der 300 keV tiefer liegende 15.75 MeV-Zustand. Zwar gehen beide in das $3/2^+$- und $7/2^+$-Niveau von ^{23}Na über, jedoch wird durch den 16.05 MeV-Zustand das $7/2^+$-Niveau im Vergleich zum $3/2^+$-Grundzustand etwa um einen Faktor 20 stärker bevölkert als durch den 15.75 MeV-Zustand.

Das experimentelle Auflösungsvermögen spielt bei der Identifizierung der Endzustände im ^{23}Na keine Rolle, da aufgrund der Paritätserhaltung bei Emission eines spinlosen α-Teilchens von den beiden nicht aufgelösten $3/2^+$- und $5/2^+$-Niveaus jeweils nur eines besetzt werden kann.

Das Schema in Fig. 23 gibt nochmals einen Überblick über die beobachteten Zerfallskanäle der untersuchten Niveaus im ^{27}Al.

Signifikante Anteile von Zerfällen durch Protonenemission zum ^{26}Mg konnten nicht festgestellt werden.

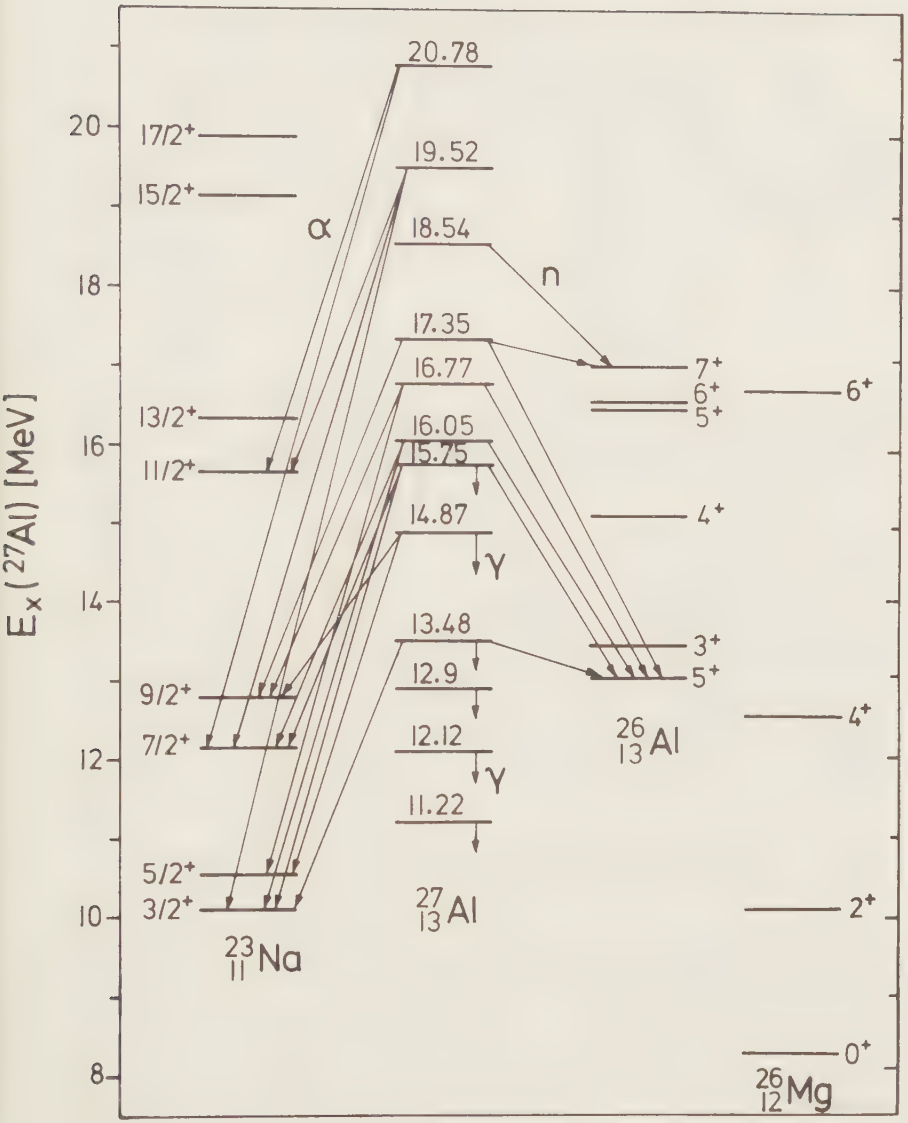


Fig. 23 : Schema der beobachteten Zerfallsarten von Hochspinzuständen im ^{27}Al

4.2.2 Verzweigungsverhältnisse und Spineinschränkungen

Aus den Singles-Zählraten der Protonen im Ringzähler und den im Spektrometer nachgewiesenen Koinzidenzzählraten lassen sich die Verzweigungsverhältnisse Γ_γ/Γ, Γ_n/Γ, Γ_α/Γ für γ-, n- und α-Zerfall einzelner Niveaus bestimmen :

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \frac{N_i}{N_{RZ} \cdot \eta} \qquad (4.3)$$

N_i : Koinzidenzzählrate in der Ionisationskammer,
N_{RZ} : Singles-Zählrate im Ringzähler
η : Nachweiswahrscheinlichkeit des Rückstoßspektrometers

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η setzt sich aus drei Faktoren zusammen :

$$\eta = T_G \cdot EFF_{CP} \cdot EFF_{SP}$$

T_G ist die Transmission durch die Gitter des Zeitdetektors und durch das Stützgitter der Eintrittsfolie der Ionisationskammer (55.8 %), EFF_{CP} berücksichtigt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Channel-Plates (90 %-100 %), EFF_{SP} ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Fokussierungs- und Ablenksystems, in deren Berechnung auch die Winkelverteilung und damit der Bahndrehimpuls l des in zweiter Stufe emittierten Teilchens eingeht.

Zur Bestimmung von EFF_{SP} wurde das Monte-Carlo-Programm TRAMI1 benutzt, das in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. In Fig. 24 ist nochmals die aus dem n-Zerfall des 18.54 MeV-Zustandes resultierende Geschwindigkeitsverteilung wiedergegeben. Die durchgezogene Kurve wurde mit TRAMI1 berechnet und mit einer Gaußverteilung gefaltet, deren Breite durch die experimentelle Zeitauflösung festgelegt ist. Zur richtigen Wiedergabe der absoluten Intensitäten ist es zudem erforderlich, eine im Schwerpunktsystem anisotrope Winkelverteilung der Neutronen in die Rechnung mit einzubeziehen.

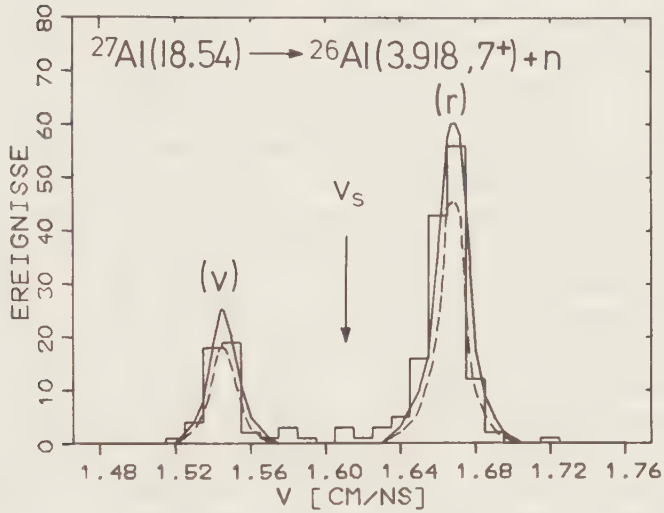


Fig. 24 : Geschwindigkeitsspektrum von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die zu $E_x(^{27}Al)=18.54$ MeV gehören, und berechnetes Spektrum bei Annahme einer Winkelkorrelation proportional zu $|P_4(\cos\theta)|^2$ (durchgezogene Kurve) bzw. $|P_2(\cos\theta)|^2$ (gestrichelte Kurve).

Die allgemeine Theorie der Winkelkorrelationen ist z.B. in (Dev57), (Bie60) und (Dos81) ausführlich dargestellt. Es ergeben sich jedoch einige Vereinfachungen, wenn man die durch das Rückstoßspektrometer festgelegte Geometrie berücksichtigt.

Da die vom Compoundkern ^{28}Si emittierten Protonen praktisch unter 180° registriert werden, werden die Zustände im ^{27}Al mit bekannter Ausrichtung $M_i = \pm 1/2$ gebildet. Weiterhin kann angenommen werden, daß nur der niedrigste erlaubte Bahndrehimpuls l des in zweiter Stufe emittierten Teilchens beiträgt, d.h. daß es sich um gestreckte Übergänge handelt. Für ein spinloses α-Teilchen nimmt dann die Winkelkorrelation folgende Gestalt an :

$$W(\theta) \sim \sum_{M_l} \sum_{M_i = \pm \frac{1}{2}} (l\ M_l J_f M_f | J_i M_i)^2\ |Y_{lM_l}(\theta)|^2 \qquad (4.4)$$

Y_{lM} sind die Kugelflächenfunktionen.
Die als Amplituden auftretenden, in runden Klammern stehenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten beinhalten den Spin J_i des Anfangszustandes im ^{27}Al, den Bahndrehimpuls l des emittierten Teilchens und den Spin J_f des Endzustandes, sowie die jeweilige Projektion M auf die z-Achse (Strahlachse).

Bei Aussendung eines Neutrons mit Spin 1/2 kann J_f je nach Parität des Anfangs- und Endzustandes durch den Kanalspin $S = J_f + 1/2$ bzw. $S = J_f - 1/2$ ersetzt werden (Bie60,Mar71).

Legt man weiterhin in guter Näherung fest, daß mit dem Rückstoßspektrometer nur Restkerne nachgewiesen werden, bei denen die Emission des zweiten Teilchens unter 0^o oder unter 180^o erfolgte, so ist nur der Anteil mit $M_l = 0$ zu berücksichtigen, der folgende Form hat :

$$W_o(\theta) \sim \left(\frac{2l+1}{4\pi}\right) \sum_{M_i = \pm \frac{1}{2}} (l\ 0\ J_f M_f | J_i M_i)^2\ |P_l(\cos\theta)|^2 \qquad (4.5)$$

$P_l(\cos\theta)$ ist das zum Bahndrehimpuls l gehörende Legendre-Polynom.
Für M_f muß außerdem gelten : $M_f = M_i$.

In Fig. 25 sind die nach Gl.(4.4) und Gl.(4.5) berechneten Winkelkorrelationen für $J_i = 15/2^+$ bzw. $19/2^+$, $J_f = 11/2^+$, l=2 bzw. 4 graphisch dargestellt.

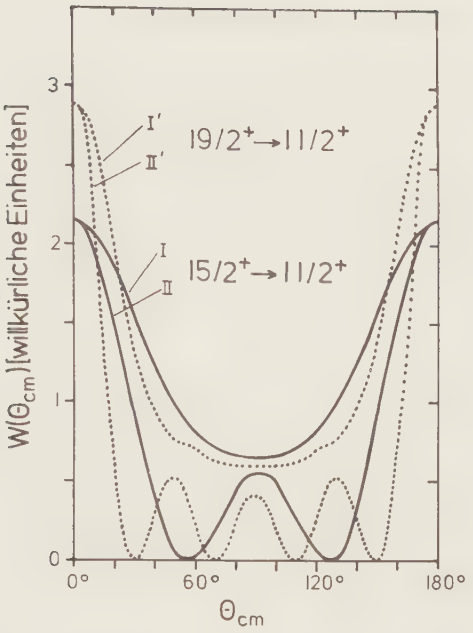


Fig. 25 : Winkelkorrelationen für einen l=2 und l=4 α-Übergang: Kurve I,I' berechnet mit Summation über alle M_1, Kurve II,II' stellt den Anteil M_1=0 dar.

Die Summation über verschiedene Orientierungen M_1 in Gl.(4.4) bewirkt eine Ausschmierung der Struktur der Winkelkorrelation, die Intensität unter 0° und unter 180° wird dagegen nur von $W_o(\theta)$ beschrieben. Dies ist auch noch sehr gut erfüllt für eine Abweichung bis zu 5° im Schwerpunktsystem, was einem Winkel des zugehörigen schweren Restkerns von ca. 0.7° (12 mrad) im Laborsystem entspricht. Bei dem vom Rückstoßspektrometer maximal akzeptierten Winkel von 1.2° (21 mrad) im Laborsystem, d.h. bei etwa 8° im Schwerpunktsystem, beträgt für den l=2 Übergang die Abweichung zwischen beiden Kurven nur 3 % , für den l=4 Übergang 9 % . In dem Programm TRAMI1 kann also bereits

mit der einfacheren Beziehung aus Gl.(4.5) die Erhöhung der Intensität unter 0^o gegenüber einer isotropen Winkelverteilung bestimmt werden, wodurch in gleichem Maß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Rückstoßspektrometers erhöht wird. Da bei größeren Winkeln mit zunehmendem l auch die Abweichungen zwischen den nach Gl.(4.4) und Gl.(4.5) berechneten Kurven größer werden, wurde allerdings in TRAMI1 bei Übergängen mit $l > 4$ für Teilchen, die unter Winkeln zwischen 5^o und ca. 8^o emittiert wurden, ein konstanter Wert $W_o(\theta) = W_o(5^o)$ eingesetzt.

Aus den Kurven I und I' in Fig. 25 ist außerdem zu ersehen, daß die l-Abhängigkeit der Winkelkorrelation unter extremen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln am stärksten ist. Die Anordnung des Spektrometers eignet sich daher gut für die gleichzeitige Untersuchung der Zerfallskanäle und Spins der hochangeregten Zustände im ^{27}Al, zumal die Verwendung der Winkelkorrelationen eine modellunabhängige Methode der Spinbestimmung darstellt.

Die Winkelkorrelation aus Gl.(4.4) gilt exakt nur für Emission der Protonen unter 0^o oder unter 180^o. Aufgrund des endlichen Öffnungswinkels des Ringzählers können jedoch auch Zustände mit $M_i = \pm 3/2$ beitragen. Winkelkorrelationsmessungen für die ähnliche Reaktion $^{12}C(^{12}C, \alpha_1)^{20}Ne^*(\alpha_2)^{16}O(0^+,g.s.)$ zeigen jedoch, daß die Besetzung der Zustände mit höheren magnetischen Quantenzahlen (in diesem Fall $M = \pm 1$) nur wenige Prozent gegenüber der $M = 0$ Zustände ausmacht, wodurch die Anisotropie nur geringfügig verringert wird (Kue62).

Mit dem so berechneten EFF_{SP} können nun für verschiedene mögliche Spins des Ausgangszustandes im ^{27}Al die Verzweigungsverhältnisse Γ_i/Γ nach Gl.(4.3) ermittelt werden.

Für den 18.54 MeV-Zustand im ^{27}Al wurde außer dem Neutronenzerfall kein weiterer Teilchen- oder γ-Zerfall beobachtet. Daher wurde bei der Berechnung des Geschwindigkeitsspektrums in Fig. 24 nach einer Winkelkorrelation gesucht, mit der sich unter der Annahme

eines 100 %igen Neutronenzerfalls das gemessene Spektrum reproduzieren läßt. Dies trifft für eine Verteilung $W(\theta) \sim |P_4(\cos\theta)|^2$ zu. (Mit $W(\theta) \sim |P_2(\cos\theta)|^2$ beträgt die Abweichung ca. 25 % .)

In Tabelle III (und ausführlicher in Tabelle VII im Anhang) sind die mit Hilfe von TRAMI1 ermittelten Verzweigungsverhältnisse aufgeführt. Die angegebenen absoluten Fehler setzen sich zusammen aus den statistischen Fehlern und dem Fehler von EFF_{SP}, der zu 10 % abgeschätzt wurde. Es wurde jeweils die Winkelkorrelation so gewählt, daß die Summe der Verzweigungsverhältnisse für die beobachteten Zerfallskanäle im Rahmen der Meßgenauigkeit 1 beträgt (siehe Beispiele in Fig. 26). In Tabelle III ist daher auch angegeben, von welchem Spin bei der Berechnung der Γ_i/Γ ausgegangen wurde. Innerhalb der experimentellen Grenzen läßt sich dieser Wert natürlich nur auf 1 bis 2 $\hbar$ einschränken. In den Fällen, wo α-Emission auftritt, kann durch Beachtung der Paritätserhaltung jeweils auch die Parität eindeutig zugeordnet werden. Die mit den Messungen verträglichen Spins sind in der letzten Spalte von Tabelle III aufgezählt.

Für die beiden Zustände mit E_x = 19.52 MeV und 20.78 MeV wurden größere Spins als $29/2^-$ nicht in Betracht gezogen, da die Hauser-Feshbach-Rechnungen gezeigt haben, daß höhere Partialwellen als $l = 15\ \hbar$ im Eingangskanal nicht mehr zum Fusionswirkungsquerschnitt beitragen.

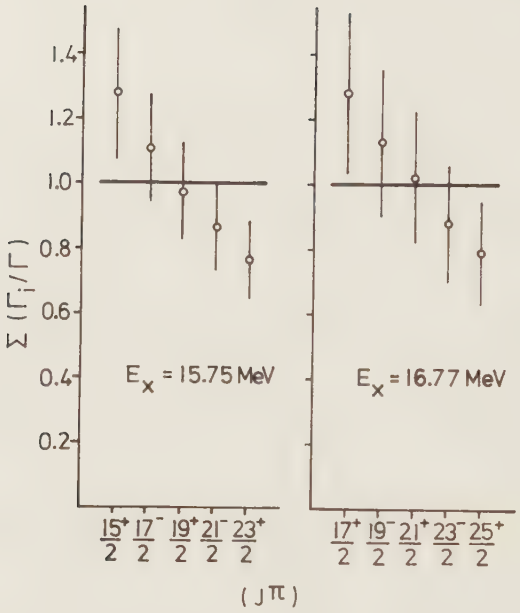


Fig. 26 : Summe der gemessenen Verzweigungsverhältnisse $\Gamma_\gamma/\Gamma + \Gamma_n/\Gamma + \Gamma_\alpha/\Gamma$ in Abhängigkeit von dem angenommenen Spin J^π des Ausgangszustandes im ^{27}Al

Tabelle III: Verzweigungsverhältnisse für γ-, n- und α-Zerfall und daraus gewonnene Spinzuordnungen (berechnet mit dem Programm TRAMI1)

E_x(MeV)	Γ_γ / Γ	Γ_n / Γ	Γ_α / Γ	$(J^\pi)_{TRAMI1}$	mögliche Spins
11.22	$0.90 \pm^{0.10}_{0.12}$				
12.12	0.95 ± 0.05				
12.90	$0.95 \pm^{0.05}_{0.10}$				
13.48	0.08 ± 0.02	0.53 ± 0.06	0.47 ± 0.21	$17^-/2$	$15^+/2, 17^-/2, 19^+/2$
14.87	0.11 ± 0.02	< 0.007	0.90 ± 0.31	$21^+/2$	$17^+/2, 19^-/2, 21^+/2, 23^-/2, 25^+/2$
15.75	0.02 ± 0.003	0.42 ± 0.04	0.53 ± 0.12	$19^+/2$	$17^-/2, 19^+/2, 21^-/2$
16.05	< 0.003	0.55 ± 0.05	0.50 ± 0.12	$23^+/2$	$21^-/2, 23^+/2, 25^-/2$
16.77	< 0.001	0.56 ± 0.10	0.46 ± 0.11	$21^+/2$	$19^-/2, 21^+/2, 23^-/2$
17.35	< 0.001	0.70 ± 0.20	0.13 ± 0.07	$21^+/2$	$17^+/2, 19^-/2, 21^+/2, 23^-/2$
18.54	< 0.001	0.97 ± 0.12	< 0.05	$23^+/2$	$19/2$ bis $25/2$
19.52	< 0.001	< 0.004	1.20 ± 0.25	$27^+/2$	$25^-/2, 27^+/2, 29^-/2$
20.78	< 0.001	< 0.01	1.30 ± 0.50	$27^+/2$	$25^-/2, 27^+/2, 29^-/2$

Für mögliche p-Zerfälle zum ^{26}Mg sind die Verzweigungsverhältnisse Γ_p/Γ stets kleiner als 0.01 . Für d-Zerfälle zum ^{25}Mg, die ab der Anregungsenergie E_x = 17.14 MeV energetisch möglich sind, erhält man ebenfalls $\Gamma_d/\Gamma < 0.01$.

Bei den Zuständen unterhalb der Neutronenemissionsschwelle S_n = 13.06 MeV liegt die Nachweisgrenze für α-Zerfall bei $\Gamma_\alpha/\Gamma < 0.05$, wenn man Spins größer als $13/2^+$ annimmt.

Dies zeigt also, daß innerhalb der Meßempfindlichkeit alle Zerfallskanäle erfaßt wurden.

Die Verzweigungsverhältnisse aus Tabelle III geben jeweils den gesamten Fluß in den n- bzw. α-Kanal an. In Tabelle IV sind darüberhinaus die Verhältnisse der Partialbreiten $\Gamma(1)/\Gamma(2)$ für den Zerfall in verschiedene Endzustände 1 und 2 von ^{26}Al bzw. ^{23}Na zusammengestellt. Dabei wurden wieder die in Tabelle III unter $(J^\pi)_{TRAMI1}$ aufgeführten Spins benutzt.

Die angegebenen großen Fehler sind im wesentlichen statistischer Natur und ergeben sich aus der geringen Zahl von Ereignissen in einem Teil der betreffenden Kanäle (siehe auch Fig. 22, S.41).

Aus den Partialbreiten lassen sich die reduzierten Breiten gewinnen, bei welchen die Energie- und Drehimpulsabhängigkeit eliminiert ist. Darauf wird in Abschnitt 5.2 weiter eingegangen.

Tabelle IV : Verhältnisse der Partialbreiten

	Endzustände im ^{23}Na			im ^{26}Al
E_x(MeV)	$\frac{\Gamma(7/2^+)}{\Gamma(3/2^+)}$	$\frac{\Gamma(9/2^+)}{\Gamma(5/2^+)}$	$\frac{\Gamma(11/2^+)}{\Gamma(7/2^+)}$	$\frac{\Gamma(7^+)}{\Gamma(5^+)}$
13.48	< 0.2			
14.87		0.3 ± 0.2		
15.75	1.4 ± 0.4			
16.05	26. ± 18.			
16.77		3. ± 2.		
17.35		> 3.		0.05 ± 0.02
18.54				> 30.
19.52	8. ± 6.		1.7 ± 0.5	
20.78	> 6.		0.26±0.2	

5. Diskussion der Ergebnisse

5.1 Klassifizierung der Hochspinniveaus im ^{27}Al

Wie im letzten Kapitel dargelegt, werden durch die Reaktion $^{16}O + ^{12}C$ im ^{27}Al einige hochangeregte Zustände sehr selektiv und mit Wirkungsquerschnitten bis zu 1 mbarn/sr bevölkert. Durch die Untersuchung des weiteren Zerfalls wurde versucht, den Spin dieser Niveaus zu bestimmen und den Einfluß von Struktureffekten aufzuzeigen.

Die bei der modellunabhängigen Berechnung der Verzweigungsverhältnisse Γ_n/Γ und Γ_α/Γ angenommenen Spins stehen größtenteils im Einklang mit jenen Werten, für die in den Hauser-Feshbach-Rechnungen die beste Anpassung an die mittleren experimentellen Wirkungsquerschnitte erzielt wurde (s. Tabelle V).

Tabelle V : Wahrscheinliche Spins der Niveaus im ^{27}Al

$E_x(^{27}Al)$	14.87	15.75	16.05	16.77	17.35	18.54	19.52	20.78
$(J^\pi)_{TRAMI1}$	$21/2^+$	$19/2^+$	$23/2^+$	$21/2^+$	$21/2^+$	$23/2^+$	$27/2^+$	$27/2^+$
$(J^\pi)_{HF}$	$21/2^+$	$19/2^+$	$23/2^+$	$23/2^-$	$25/2^+$	$23/2^+$	$27/2^+$	$27/2^+$

Eine Abweichung tritt nur bei den Zuständen mit E_x = 16.77 MeV und 17.35 MeV auf, für die die Rechnungen nach dem statistischen Modell Spins von $23/2^-$ bzw. $25/2^+$ nahelegen. Allerdings müßte dann der anschließende n-Zerfall zum 5^+-Grundzustand von ^{26}Al mit l=7 bzw. 8 erfolgen, was ausgeschlossen werden kann. Daher ist, wie sich auch bei der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse ergibt, ein Spin von $21/2^+$ für beide Zustände wahrscheinlich. Mit diesem Wert fallen die Wirkungsquerschnitte etwa um einen Faktor 2 ab, so daß die Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten schlechter wird. Hierbei ist jedoch zu bedenken, daß der bei den Hauser-Feshbach-Rechnungen

benutzte Parametersatz für niedrigere Einschußenergien und Spins optimiert worden war. Da aber die Übereinstimmung für die meisten Zustände im ^{27}Al zufriedenstellend ist, wurde nicht versucht, einen geeigneteren Parametersatz zu finden.

In Fig. 27 ist das Yrast-Diagramm von ^{27}Al dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Zustände bei 14.87, 16.05 und 19.52 MeV bieten sich als mögliche Yrastzustände mit den Spins $21/2^+$, $23/2^+$ und $27/2^+$ an. Als $15/2^+$- oder $17/2^+$-Yrastniveau kommt eventuell der 12.12 MeV-Zustand in Frage, da er nur durch γ-Übergänge zerfällt und nicht durch α- oder p-Emission. Bei Aussendung eines α-Teilchens könnte in diesem Fall das $5/2^+$-Niveau im ^{23}Na nur mit einem l=6 Übergang und der damit verbundenen geringen Penetrabilität durch Coulomb- und Zentrifugalbarriere von $3 \cdot 10^{-9}$ erreicht werden. Die Emission eines Protons könnte nur zum 2^+ von ^{26}Mg führen, wobei die Penetrabilität kleiner als $2 \cdot 10^{-7}$ wäre. Also ist die Annahme eines hohen Spins von $15/2^+$ oder $17/2^+$ plausibel.

Der bei E_{cm} = 19.7 MeV resonant bevölkerte 15.75 MeV-Zustand kommt als Yrastniveau mit $19/2^+$ in Betracht, obwohl er fast 1 MeV höher liegt als der 14.87 MeV-Zustand, dem wir den wahrscheinlichen Spin $21/2^+$ zuordnen. Ein vergleichbarer Effekt tritt jedoch auch im ^{23}Na auf, wo die Niveaus bei E_x = 15.11 MeV und 14.56 MeV von Evers et al. als Yrastzustände mit $19/2^+$ und $21/2^+$ vorgeschlagen wurden (Eve77).

Der γ-Zerfall des 14.87 MeV-Zustandes im ^{27}Al kann nur durch einen E2-Übergang zum möglichen $17/2^+$ bei E_x = 12.12 MeV erfolgen. Dieses Niveau könnte auch von dem $17/2^-$-Zustand bei 13.34 MeV durch einen E1-Übergang bevölkert werden. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für diese γ-Zerfälle lassen sich nur grob abschätzen. Man erhält Halbwertszeiten von etwa 10^{-12} sec (entsprechend einer Stärke des E1-Übergangs von $\sim$0.001 W.u. und des E2-Übergangs von $\sim$2 W.u.), wobei allerdings Unsicherheiten von einem Faktor 10 bis 100 bestehen.

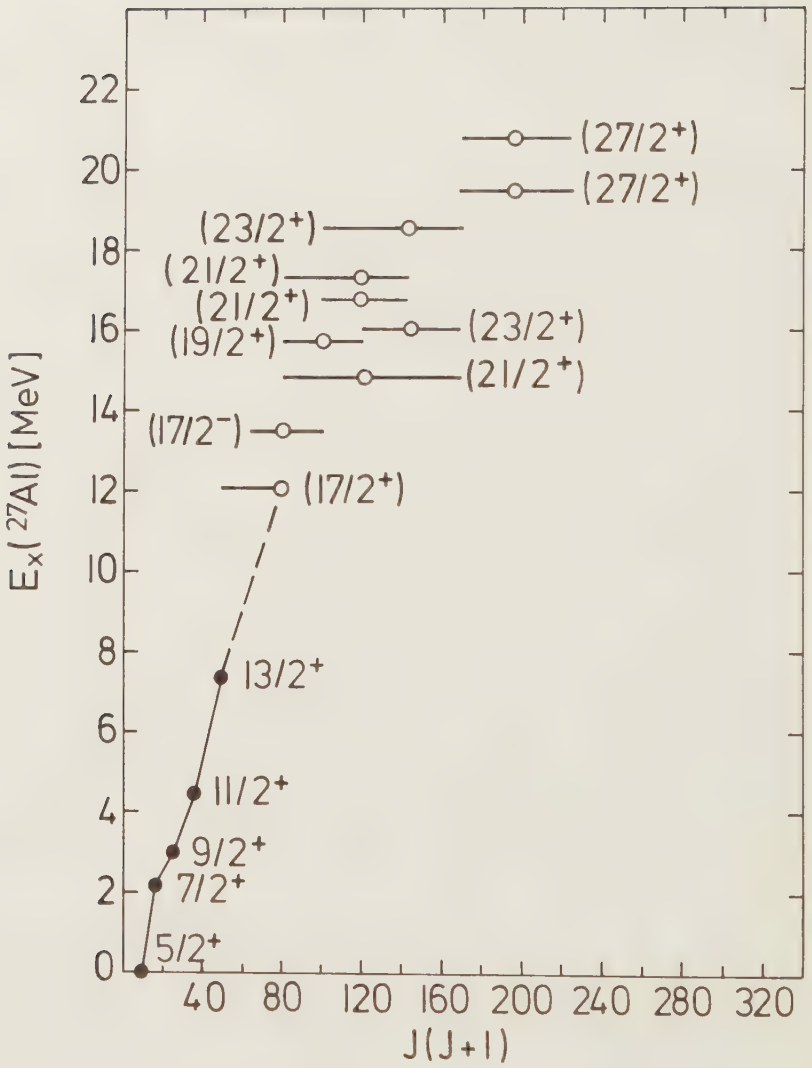


Fig. 27 : Erweitertes Yrast-Diagramm von ^{27}Al mit vorläufiger Spinzuordnung

Wie sich aus den Messungen ergab, ist der γ-Zerfall der beiden Niveaus bei 13.48 MeV und 14.87 MeV etwa gleich stark, was mit obiger Abschätzung vereinbar ist. Es läßt sich dadurch allerdings nicht entscheiden, ob die angenommenen Spins richtig sind, da auch für die anderen möglichen Spinzuordnungen keine Widersprüche entstehen.

Weitere Anhaltspunkte, welche Zustände die Yrastlinie bestimmen, könnten Schalenmodell-Rechnungen geben, doch wurden für ^{27}Al solche Rechnungen bisher nur für gebundene Zustände in der (sd)-Schale durchgeführt (Wil73,Col75).

Wie aus Fig. 27 zu ersehen ist, deutet sich, ebenfalls wie im ^{23}Na, ein Zurückbiegen der Yrastlinie von ^{27}Al ab etwa 14-15 MeV Anregungsenergie an und damit eine Vergrößerung des Trägheitsmomentes.

Einen Hinweis auf zunehmende Deformation liefern auch die Zustände bei E_x = 16.05, 16.77 und 17.35 MeV, denen wir die Spins $23/2^+$ und jeweils $21/2^+$ zuschreiben. Der n-Zerfall dieser Niveaus zum 5^+-Grundzustand von ^{26}Al erfolgt dann mit l=6, d.h. die Wellenfunktionen dieser Zustände müssen eine Beimischung der $i_{13/2}$-Konfiguration enthalten. Dies ist jedoch nur bei Vergrößerung der Deformation möglich, wodurch nach dem Nilsson-Schema (s. Fig. 28) die Niveaus mit kleinen K-Quantenzahlen abgesenkt werden. Bei der $i_{13/2}$-Konfiguration macht sich das besonders für die Zustände mit K=1/2 und 3/2 bemerkbar, die damit bereits bei Anregungsenergien von 16-17 MeV besetzt werden könnten. Da die verstärkte Deformation eine Erniedrigung der Coulombschwelle und eine Vergrößerung des mittleren Kernradius bewirkt, erhöhen sich außerdem die Penetrabilitäten bei Teilchenemission, so daß der γ-Zerfall nicht mehr gegen n- und α-Zerfall konkurrieren kann.

Diese Betrachtungen werden durch die experimentellen Ergebnisse unterstützt, die gezeigt haben, daß sich der Anteil des γ-Zerfalls von 100 % bei den Zuständen mit $E_x \approx 12$ MeV auf etwa 10 % für die Zustände bei 13.48 und 14.87 MeV verringert, für das 15.75 MeV-Niveau nur noch 2 % beträgt und ab 16.05 MeV ganz ausbleibt.

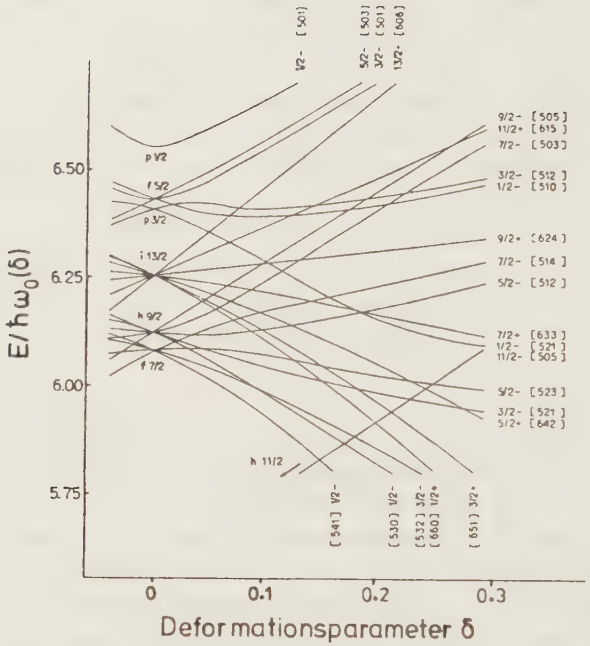


Fig. 28 : Nilsson-Diagramm für Einteilchenniveaus im deformierten Kernpotential (entnommen aus (Sie65))

Die Messungen haben ferner ergeben, daß p-Zerfall zum ^{26}Mg nicht auftritt, was plausibel wird, wenn die Zustände im ^{27}Al hohe Spins haben. Für die Emission eines Protons käme nur der Zerfall zum 4^+-Niveau der Grundzustandsbande von ^{26}Mg in Frage, der für die Zustände bei 15.75 MeV, 16.77 MeV und 17.35 MeV mit l=6 erfolgen könnte. Bei dem 17.35 MeV-Zustand wäre auch ein l=4 Übergang zum 6^+ möglich. Die Penetrabilitäten sind dabei jedoch um etwa ein bis zwei Größenordnungen kleiner als für die anderen Teilchenzerfälle, so daß der p-Zerfall stark behindert ist. Für den 16.05 MeV-Zustand wäre der Zerfall zum 4^+ im ^{26}Mg nur mit l=8 möglich und kann daher ausgeschlossen werden.

Wie anfangs erwähnt, haben Lesser et al. aus p-α-Winkelkorrelationsmessungen für Zustände im ^{27}Al mit Anregungsenergien von 19.8 MeV und 20.8 MeV Spins größer als 17/2 abgeleitet. Ferner berichten sie, daß bei diesen Zuständen der α-Zerfall in die (nicht aufgelösten) $7/2^+$- und $9/2^+$-Niveaus von ^{23}Na dominiert (Les74). Die beiden Zustände dürften identisch sein mit den von uns gefundenen Zuständen bei E_x = 19.72 MeV und 20.78 MeV mit den wahrscheinlichen Spins $27/2^+$. Da für den Zustand bei 19.72 MeV nur die Anregungsfunktion gemessen wurde, kann über die weiteren Zerfallsarten nichts ausgesagt werden. Der Zerfall des 20.78 MeV-Zustandes in das $7/2^+$-Niveau von ^{23}Na ist etwa um einen Faktor 4 stärker als in das $11/2^+$-Niveau, was mit den Messungen von Lesser et al. konsistent ist.

Ebenso wie der 20.78 MeV-Zustand zeigt der 19.52 MeV-Zustand ausschließlich α-Zerfall, die Emission eines Neutrons zum 7^+ oder 5^+-Grundzustand von ^{26}Al tritt nicht auf. Da die Penetrabilitäten für α- und n-Zerfall in der gleichen Größenordnung (10^{-4}-10^{-5}) liegen, bieten sich als Erklärung nur Struktureffekte an, z.B. fehlende $i_{13/2}$-Beimischungen in den Konfigurationen dieser Zustände. Ist die Zuordnung des Spins von $27/2^+$ richtig, so müßte der n-Zerfall zum 7^+ nämlich mit einem Bahndrehimpuls l=6 erfolgen. Fehlt jedoch die Beimischung des $i_{13/2}$-Niveaus, so wird das Ausbleiben des n-Zerfalls verständlich. Mit dieser Argumentation läßt sich auch erklären, daß der 14.87 MeV-Zustand mit Spin $21/2^+$ nicht zum ^{26}Al zerfällt, wozu ebenfalls ein l=6 Übergang erforderlich wäre.

Derartige Überlegungen reichen allerdings nicht zur Deutung des Teilchenzerfalls des 18.54 MeV-Zustandes aus. Hier tritt nur die Emission von Neutronen zum 7^+-Niveau von ^{26}Al auf, der 5^+-Grundzustand wird, anders als beim 17.35 MeV-Zustand, nicht bevölkert. Dies ließe sich zwar wieder darauf zurückführen, daß keine l=6 Übergänge möglich sind, doch wurde außerdem auch kein α-Zerfall nachgewiesen, obwohl die Penetrabilität für den Zerfall zum $7/2^+$ von ^{23}Na mit $2\cdot10^{-3}$ genauso groß ist wie für den Übergang zum 7^+ von ^{26}Al. Der selektive Zerfall zu diesem Niveau wird also

offensichtlich nicht nur durch die Kriterien der Drehimpulsanpassung bestimmt, vielmehr muß eine ausgeprägte strukturelle Verwandtschaft zwischen dem 7^+-Niveau im ^{26}Al und dem 18.54 MeV-Zustand im ^{27}Al bestehen.

5.2 Reduzierte Breiten

Aus den Partialbreiten $\Gamma(i)$ erhält man über die Beziehung

$$\Gamma(i) = 2 \cdot P_l \cdot \gamma^2(i) \qquad (5.1)$$

die reduzierten Breiten $\gamma^2(i)$. P_l beschreibt die Penetrabilität und wird mit Hilfe der regulären und irregulären Lösungen F_l und G_l der Coulombwellengleichung berechnet, die in (Luk65) tabelliert sind :

$$P_l = kR/(F_l^2(R) + G_l^2(R)) \qquad (5.2)$$

mit k = Wellenzahl
$R = r_o(A_1^{1/3}+A_2^{1/3})$ mit $r_o = 1.4$ fm

Ausgehend von den in Tabelle IV (S.53) angegebenen Verhältnissen der Partialbreiten wurden für einige mögliche Werte J^π des Anfangszustandes im ^{27}Al die Verhältnisse $\gamma^2(1)/\gamma^2(2)$ der reduzierten Breiten berechnet und in Tabelle VI eingetragen.

Nach der einfachen Modellvorstellung von Einteilchenbahnen in einem deformierten Kernpotential hängt die reduzierte Breite nur von Vektorkopplungskoeffizienten ab und von einem Faktor, der den Überlapp der Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes beschreibt (Sat58). Bei Übergängen zu den unteren Mitgliedern einer Rotationsbande, für die ja die gleiche innere Struktur angenommen wird, gilt also für die Verhältnisse $\gamma^2(1)/\gamma^2(2)$ der reduzierten Breiten :

$$\frac{\gamma^2(1)}{\gamma^2(2)} = \frac{2J_f(2)+1}{2J_f(1)+1} \cdot \frac{(J_f(1)K_f J_1 \Omega_1 | J_i K_i)^2}{(J_f(2)K_f J_2 \Omega_2 | J_i K_i)^2} \qquad (5.3)$$

mit J_i, K_i = Spin des Anfangszustandes und seine Projektion auf die Symmetrieachse

J_f, K_f = Spin des Endzustandes und seine Projektion auf die Symmetrieachse (K_f=3/2 für ^{23}Na)

J, Ω = Gesamtdrehimpuls des emittierten Teilchens und seine Projektion

Die so berechneten Quotienten liegen bei den in Frage kommenden α-Zerfällen alle in der Nähe von 1 oder darunter. Obwohl die Endzustände im ^{23}Na eine gute Rotationsbande bilden, erhält man aus den Meßwerten innerhalb der Fehlergrenzen nur für den 19.52 MeV-Zustand $\gamma^2(7/2^+)/\gamma^2(3/2^+) \lesssim 1$ und für den 20.78 MeV-Zustand $\gamma^2(11/2^+)/\gamma^2(7/2^+) \lesssim 1$. (Der hohe Grenzwert für den 13.48 MeV-Zustand ist durch die experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit bedingt und ist natürlich auch mit 1 vereinbar.) Auch wenn man die großen statistischen Fehler berücksichtigen muß, so scheinen doch die Übergänge zu den Niveaus mit höherem Spin durchwegs stärker bevorzugt zu werden als aus dem Verhältnis der Penetrabilitäten hervorgeht. Die Ergebnisse deuten also darauf hin, daß ohne Berücksichtigung von Kernstruktureffekten der α-Zerfall der untersuchten Hochspinzustände im ^{27}Al nicht verstanden werden kann.

Über die reduzierten Breiten für n-Zerfälle zum ^{26}Al kann keine derartige Aussage gemacht werden, da nicht genügend über den Charakter der betreffenden Endzustände im ^{26}Al bekannt ist. (Keinesfalls handelt es sich bei diesen Niveaus um Mitglieder einer Rotationsbande.)

Tabelle VI: Verhältnisse der reduzierten Breiten

13.48	$\frac{\gamma^2(7/2^+)}{\gamma^2(3/2^+)_{^{23}Na}}$	$15/2^+$	$17/2^-$	$19/2^+$	
			<2800		
14.87	$\frac{\gamma^2(9/2^+)}{\gamma^2(5/2^+)_{^{23}Na}}$	$17/2^+$	$19/2^-$	$21/2^+$	$23/2^-$
		30 ± 20	34 ± 22	41 ± 27	50 ± 33
15.75	$\frac{\gamma^2(7/2^+)}{\gamma^2(3/2^+)_{^{23}Na}}$	$17/2^-$	$19/2^+$	$21/2^-$	
		3.5 ± 1	3.5 ± 1	3.7 ± 1	
16.05	$\frac{\gamma^2(7/2^+)}{\gamma^2(3/2^+)_{^{23}Na}}$	$21/2^-$	$23/2^+$	$25/2^-$	
		48 ± 34	50 ± 36	52 ± 37	
16.77	$\frac{\gamma^2(9/2^+)}{\gamma^2(5/2^+)_{^{23}Na}}$	$19/2^-$	$21/2^+$	$23/2^-$	
		7.3 ± 4.5	7.8 ± 5.0	7.5 ± 4.7	
17.35	$\frac{\gamma^2(9/2^+)}{\gamma^2(5/2^+)_{^{23}Na}}$	$17/2^+$	$19/2^-$	$21/2^+$	$23/2^-$
		>4.5		>4.0	
	$\frac{\gamma^2(7^+)}{\gamma^2(5^+)_{^{26}Al}}$	0.3 ± 0.1	1.2 ± 0.4	5.5 ± 2.0	33 ± 12
19.52	$\frac{\gamma^2(11/2^+)}{\gamma^2(7/2^+)_{^{23}Na}}$	$23/2^+$	$25/2^-$	$27/2^+$	
		28 ± 8	42 ± 13	56 ± 17	
	$\frac{\gamma^2(7/2^+)}{\gamma^2(3/2^+)_{^{23}Na}}$	3.0 ± 2.2	2.3 ± 1.7	2.2 ± 1.6	
20.78	$\frac{\gamma^2(11/2^+)}{\gamma^2(7/2^+)_{^{23}Na}}$	$23/2^+$	$25/2^-$	$27/2^+$	
		1.0 ± 0.7	1.3 ± 0.9	1.5 ± 1.1	
	$\frac{\gamma^2(7/2^+)}{\gamma^2(3/2^+)_{^{23}Na}}$	>3.6		>2.7	

5.3 Vergleich der Spiegelkerne ^{27}Al und ^{27}Si

Auch aus einem Vergleich der durch n- bzw. p-Zerfall aus dem Compoundkern ^{28}Si entstehenden Spiegelkerne ^{27}Si und ^{27}Al lassen sich weitere Rückschlüsse auf die Struktur der bei E_{cm} =19.7 MeV resonant bevölkerten Zustände ziehen.

Bei dieser Einschußenergie werden im ^{27}Si die beiden Niveaus mit E_x = 15.45 MeV und 17.13 MeV stark und selektiv angeregt, während ein Zustand mit E_x = 15.77 MeV bei E_{cm} = 19.94 MeV sein Maximum erreicht (Spe75,Ass81). Diese drei Niveaus könnten die Analogzustände der Niveaus im ^{27}Al mit 15.75, 16.05 und 17.35 MeV Anregungsenergie sein, deren Resonanzverhalten ähnlich ist (siehe Fig. 14, S.28). Aufgrund von Winkelverteilungen der vom ^{28}Si in der 14^+-Resonanz emittierten Neutronen geben Sperr et al. z.B. für den 17.13 MeV-Zustand im ^{27}Si einen Spin zwischen 19/2 und 25/2 an, was vereinbar ist mit dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Wert von $21/2^+$ für den möglichen analogen Zustand bei 17.35 MeV im ^{27}Al.

Besonders naheliegend ist die Annahme, daß es sich um Analogzustände handelt, bei den Zuständen mit Anregungsenergien von 15.75 MeV im ^{27}Al und 15.45 MeV im ^{27}Si, deren Anregungsfunktionen ein völlig übereinstimmendes Resonanzverhalten zeigen. Somit kann eine Untersuchung der Coulombenergie-Differenz Auskunft geben über die Deformation dieser Zustände, da eine verstärkte Deformation eine Erniedrigung der Anregungsenergie im protonenreicheren ^{27}Si bewirkt. Der Einfluß der Kerndeformation auf die Coulombenergie läßt sich folgendermaßen beschreiben (Jän69) :

$$E_{coul}(\beta) = E_{coul}(0)\ (1 - \beta^2/(4\pi) + \ldots) \qquad (5.4)$$

β ist der Deformationsparameter, $E_{coul}(\beta)$ bzw. $E_{coul}(0)$ ist die Coulombenergie für einen deformierten bzw. für einen sphärischen Kern.

Die Coulombenergie-Differenz ΔE_{coul} für die Spiegelkerne ^{27}Al und ^{27}Si ist dann gegeben durch

$$\Delta E_{coul}(\beta_{gs}) \approx \Delta E^{gs}_{coul}(0)\ (1 - \beta^2_{gs}/(4\pi)) \quad (5.5a)$$

$$\Delta E_{coul}(\beta_{ex}) \approx \Delta E^{ex}_{coul}(0)\ (1 - \beta^2_{ex}/(4\pi)) \quad (5.5b)$$

wobei sich β_{gs} und β_{ex} auf den Grundzustand und den angeregten Zustand beziehen.

Unter der Voraussetzung, daß $\Delta E^{gs}_{coul}(0) \approx \Delta E^{ex}_{coul}(0)$ ist, d.h. daß $\Delta E_{coul}(0)$ unabhängig von den Konfigurationen des angeregten und des Grundzustandes ist, erhält man für die Differenz ΔE_x der Anregungsenergien :

$$\Delta E_x = \Delta E_{coul}(\beta_{ex}) - \Delta E_{coul}(\beta_{gs}) = \frac{1}{4\pi} \Delta E_{coul}(0)(\beta^2_{gs} - \beta^2_{ex}) \quad (5.6)$$

$\Delta E_{coul}(0)$ kann unter Berücksichtigung der Massendifferenz zwischen Proton und Neutron aus der Differenz der Grundzustandsbindungsenergien berechnet werden. Bei Kenntnis des spektoskopischen Quadrupolmoments Q läßt sich β_{gs} bestimmen :

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \cdot Q_o \quad (5.7)$$

$I = K = 5/2$ Grundzustandsspin und seine Projektion für ^{27}Al und ^{27}Si

Das innere Quadrupolmoment Q_o berechnet sich aus

$$Q_o = 3 \cdot (5\pi)^{-1/2} \cdot Z \cdot (r_o A^{1/3})^2 \cdot \beta_{gs} \quad (5.8)$$

Für ^{27}Al beträgt das spektroskopische Quadrupolmoment 15.2 efm^2 (Lam73), woraus man $\beta_{gs} = 0.33$ erhält.

Für die Deformation β_{ex} des angeregten Zustandes ergibt sich mit $\Delta E_x = 300$ keV der außerordentlich große Wert

$$\beta_{ex} = 0.88$$

oder ausgedrückt durch $\delta = (b-a)/[(a+b)/2]$ (a und b sind die Halbachsen eines Rotationsellipsoides) :

$$\delta_{ex} = \beta_{ex}/1.06 = 0.83$$

Die Struktur der Resonanz bei E_{cm} = 19.7 MeV ist zwar noch immer strittig, doch scheint sich der bereits früher gemachte Vorschlag (Cos72,Sto72b) durchzusetzen, daß es sich um die Bildung eines Kernmoleküls handelt. Es liegt dann die Vermutung nahe, daß durch den Teilchenzerfall dieser Resonanz bevorzugt Niveaus bevölkert werden, die durch ihre Deformation eine strukturelle Verwandtschaft zu dem Kernmolekülzustand aufweisen.

Der Wert δ_{ex} = 0.83 für die Deformation des resonant angeregten 15.75 MeV-Zustandes im ^{27}Al entspricht nahezu einem Achsenverhältnis von 2:1 (δ = 0.75), was die Vorstellung unterstützt, daß in der Resonanz tatsächlich ein $^{12}C+^{16}O$ Molekül vorliegt, das unter Emission eines Protons in einen Zustand zerfällt, der einem $^{12}C+^{15}N$ Molekül ähnlich ist.

Anhang

In Tabelle VII sind alle zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse Γ_γ/Γ, Γ_n/Γ, Γ_α/Γ benötigten Parameter zusammengestellt. Die Γ_i/Γ erhält man aus der Beziehung

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \frac{N_i}{N_{RZ} \cdot T_G \cdot EFF_{CP} \cdot EFF_{SP}}$$

Dabei ist

N_i : Koinzidenzzählrate in der Ionisationskammer
N_{RZ} : Singles-Zählrate im Ringzähler
T_G : Transmission durch die Gitter der Detektoren
EFF_{CP}: Ansprechwahrscheinlichkeit des Zeitdetektors
EFF_{SP}: Nachweiswahrscheinlichkeit des Separators, in die der Bahndrehimpuls des in zweiter Stufe emittierten Teilchens eingeht.

Die zur Bestimmung von EFF_{SP} wichtigen Größen sind ebenfalls in Tabelle VII eingetragen.
$E_x(^{27}Al)$ ist die Anregungsenergie des untersuchten Zustands im ^{27}Al, J^π (^{27}Al) sein möglicher Spin;
E_x^f ist die Anregungsenergie des erreichten Endzustandes im ^{26}Al bzw. ^{23}Na mit Spin J_f^π.
(Alle Energien sind in MeV angegeben.)

Endkern	$E_x(^{27}Al)$	E_{cm}	N_{RZ}	J_f^π , E_x^f	N_i	EFF_{SP}	$T_G \cdot EFF_{CP}$	$J^\pi(^{27}Al)$	Γ_i/Γ
^{23}Na	13.48	19.68	3435	$3/2^+$, g.s.	5	0.0055 0.0066 0.0077	0.47	$15/2^+$ $17/2^-$ $19/2^+$	0.56±0.25 0.47±0.21 0.40±0.18
^{23}Na	14.87	19.68	4268	$5/2^+$ $9/2^+$		0.0037 0.0066	0.41	$17/2^+$	1.18±0.40
				$5/2^+$ $9/2^+$		0.0043 0.0072		$19/2^-$	1.03±0.35
				$5/2^+$, 0.440 $9/2^+$, 2.704	6 3	0.0050 0.0080		$21/2^+$	0.90±0.31
				$5/2^+$ $9/2^+$		0.0059 0.0090		$23/2^-$	0.77±0.26
				$5/2^+$ $9/2^+$		0.0068 0.0100		$25/2^+$	0.68±0.23
		22.97	1981	$5/2^+$ $9/2^+$	3 2	0.0075 0.0100	0.38	$21/2^+$	0.80±0.37
^{23}Na	15.75	19.68	23691	$3/2^+$ $7/2^+$		0.0125 0.0042	0.41	$17/2^-$	0.61±0.14
				$3/2^+$, g.s. $7/2^+$, 2.076	29 15	0.0135 0.0050		$19/2^+$	0.53±0.12
				$3/2^+$ $7/2^+$		0.0145 0.0057		$21/2^-$	0.47±0.10

Tabelle VII: Parameter zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse Γ_i/Γ
(Energien sind in MeV angegeben)

Endkern	$E_x(^{27}Al)$	E_{cm}	N_{RZ}	J_f^π , E_x^f	N_i	EFF_{SP}	$T_G \cdot EFF_{CP}$	J^π (^{27}Al)	Γ_i/Γ
^{23}Na	16.05	19.68	14688	$3/2^+$ $7/2^+$		0.0170 0.0085	0.41	$21/2^-$	0.59±0.14
				$3/2^+$, g.s. $7/2^+$, 2.076	2 29	0.0180 0.0100		$23/2^+$	0.50±0.12
				$3/2^+$ $7/2^+$		0.0190 0.0110		$25/2^-$	0.45±0.10
^{23}Na	16.77	19.68	4343	$5/2^+$ $9/2^+$		0.0220 0.0180	0.41	$19/2^-$	0.53±0.13
				$5/2^+$, 0.440 $9/2^+$, 2.704	5 13	0.0250 0.0210		$21/2^+$	0.46±0.11
				$5/2^+$ $9/2^+$		0.0300 0.0250		$23/2^-$	0.38±0.09
		22.97	5140	$5/2^+$ $9/2^+$	2 7	0.0090 0.0110	0.38	$21/2^+$	0.44±0.15
^{23}Na	17.35	19.85	3297	$9/2^+$, 2.704	4	0.0130	0.45	$17/2^+$	0.20±0.11
						0.0170		$19/2^-$	0.16±0.09
						0.0200		$21/2^+$	0.13±0.07
						0.0250		$23/2^-$	0.11±0.06

Tabelle VII: Fortsetzung

Endkern	$E_x(^{27}Al)$	E_{cm}	N_{RZ}	J_f^π , E_x^f	N_i	EFF_{SP}	$T_G \cdot EFF_{CP}$	J^π (^{27}Al)	Γ_i/Γ
^{23}Na	19.52	23.47	11280	$3/2^+$ $7/2^+$ $11/2^+$		0.0073 0.0065 0.0095	0.41	$25/2^-$	1.27±0.27
				$3/2^+$, g.s. $7/2^+$, 2.076 $11/2^+$, 5.536	2 14 33	0.0080 0.0070 0.0100		$27/2^+$	1.20±0.25
				$3/2^+$ $7/2^+$ $11/2^+$		0.0088 0.0075 0.0105		$29/2^-$	1.13±0.24
^{23}Na	20.78	22.97	1526	$7/2^+$ $11/2^+$		0.0092 0.0124	0.38	$25/2^-$	1.40±0.54
				$7/2^+$, 2.076 $11/2^+$, 5.536	6 2	0.0100 0.0130		$27/2^+$	1.30±0.50
				$7/2^+$ $11/2^+$		0.0108 0.0137		$29/2^-$	1.21±0.46
^{26}Al	13.48	19.68	3435	5^+, g.s.	124	0.1220 0.1450 0.1600	0.47	$15/2^+$ $17/2^-$ $19/2^+$	0.63±0.07 0.53±0.06 0.48±0.05
^{26}Al	15.75	19.68	50741	5^+, g.s.	209	0.0190 0.0210 0.0235	0.47	$17/2^-$ $19/2^+$ $21/2^-$	0.47±0.05 0.42±0.04 0.37±0.04

Tabelle VII: Fortsetzung

Endkern	$E_x(^{27}Al)$	E_{cm}	N_{RZ}	J_f^π , E_x^f	N_i	EFF_{SP}	$T_G \cdot EFF_{CP}$	$J^\pi(^{27}Al)$	Γ_i/Γ
^{26}Al	16.05	19.68	29200	5^+, g.s.	180	0.0215 0.0240 0.0270	0.47	$21/2^-$ $23/2^+$ $25/2^-$	0.61±0.06 0.55±0.05 0.48±0.04
^{26}Al	16.77	22.97	10412	5^+, g.s.	74	0.0230 0.0250 0.0285	0.50	$19/2^-$ $21/2^+$ $23/2^-$	0.62±0.11 0.56±0.10 0.50±0.09
^{26}Al	17.35	19.85	5598	5^+ 7^+		0.0105 0.1460	0.43	$17/2^+$	0.90±0.26
				5^+ 7^+		0.0122 0.1480		$19/2^-$	0.78±0.22
				5^+, g.s. 7^+, 3.918	22 11	0.0140 0.1500		$21/2^+$	0.70±0.20
				5^+ 7^+		0.0150 0.1510		$23/2^-$	0.64±0.18
^{26}Al	18.54	22.97	8913	7^+, 3.918	192	0.0390 0.0440 0.0445 0.0500	0.50	$19/2^-$ $21/2^+$ $23/2^+$ $25/2^-$	1.10±0.13 0.98±0.12 0.97±0.12 0.86±0.10

Tabelle VII: Fortsetzung

Endkern	$E_x(^{27}Al)$	E_{cm}	N_{RZ}	J_f^π , E_x^f	N_i	EFF_{SP}	$T_G \cdot EFF_{CP}$	$J^\pi(^{27}Al)$	Γ_i/Γ
^{27}Al (g.s.)	11.22	19.68	3191	-	243	0.18	0.47	-	$0.90\pm^{0.10}_{0.12}$
	12.12	19.68	6034	-	485	0.18	0.47	-	0.95±0.05
	12.90	19.68	2911	-	247	0.19	0.47	-	$0.95\pm^{0.05}_{0.10}$
	13.48	19.68	3435	-	24	0.19	0.47	-	0.08±0.02
	14.87	19.68	9528	-	91	0.19	0.47	-	0.10±0.02
		22.97	4390	-	174	0.72	0.50	-	0.11±0.02
	15.75	19.68	50741	-	88	0.19	0.47	-	0.02±0.003
	16.05	19.68	29200	-	5	0.19	0.47	-	0.002±0.001

Tabelle VII: Fortsetzung

Literaturverzeichnis

(Ass81) W.Assmann, Dissertation LMU München, München 1981 (nicht veröffentlicht)

(Bal71) D.P.Balamuth, J.E.Holden, J.W.Noe, R.W.Zurmühle, Phys.Rev.Lett. 26 (1971) 1271

(Bec69) F.D.Becchetti, G.W.Greenless, Phys.Rev. 182 (1969) 1190

(Bie60) L.C.Biedenharn, in F.Ajzenberg-Selove: Nucl. spectroscopy, part B (Academic Press,New York,1960)

(Cha76) P.Charles, F.Auger, I.Badawy, B.Berthier, M.Dost, J.Gastebois, B.Fernandez, S.M.Lee, E.Plagnol, Phys.Lett. 62B (1976) 289

(Col75) B.J.Cole, A.Watt, R.R.Whitehead, J.Phys.G:Nucl.Phys. 1 (1975) 935

(Cos71) E.R.Cosman, A.Sperduto, W.H.Moore, T.N.Chin, T.M.Cormier, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 1074

(Cos72) E.R.Cosman, A.Sperduto, T.M.Cormier, T.N.Chin, H.E.Wegner, M.J.LeVine, D.Schwalm, Phys.Rev.Lett. 29 (1972) 1341

(Cra74) J.R.Cramer, HOP2, Univ. Seattle, Nucl.Phys.Lab, Annual Report 1974, S.26

(Dev57) S.Devons, L.J.B.Goldfarb, in S.Flügge: Handbuch der Physik XLII (Springer Verlag,Berlin,1957)

(Dos81) T.Dossing, Nucl.Phys. A357 (1981) 488

(Eve77) D.Evers, G.Denhöfer, W.Assmann, A.Harasim, P.Konrad, C.Ley, K.Rudolph, P.Sperr, Z.Phys. A280 (1977) 287

(Gob71) A.Gobbi, P.R.Maurenzig, L.Chua, R.Hadsell, P.D.Parker, M.W.Sachs, D.Shapira, R.Stokstad, R.Wieland, D.A.Bromley, Phys.Rev.Lett. 26 (1971) 396

(Gre72) L.R.Greenwood, K.Katori, R.E.Malmin, T.H.Braid, J.C.Stoltzfus, R.H.Siemssen, Phys.Rev. C6 (1972) 2112

(Jän69) J.Jänecke, in D.H.Wilkinson: Isospin In Nuclear Physics (North-Holland,Amsterdam,1969) S.297

(Jam76) D.R.James, G.R.Morgan, N.R.Fletcher, Nucl.Phys. A274 (1976) 177

(Kau74) S.B.Kaufman, E.P.Steinberg, B.D.Wilkins, J.Unik, A.J.Gorski, M.J.Fluss, NIM 115 (1974) 47

(Kla75) H.V.Klapdor, G.Rosner, H.Reiss, M.Schrader, Nucl.Phys. A244 (1975) 157

(Kon80) P.Konrad, Dissertation LMU München, München 1980 (nicht veröffentlicht)

(Kue62) J.A.Kuehner, Phys.Rev. 125 (1962) 1650

(Lam73) M.Lambert, P.Midy, P.Desgrolard, Phys.Rev. C8 (1973) 1728

(Les74) P.M.S.Lesser, R.Malmin, R.McGrath, P.P.Urone, R.Chestnut, State Univ., Annual Report 72-74, S.86

(Luk65) A.V.Luk'yanov: Tables of Coulomb Wave Functions (Pergamon Press,New York,1965)

(Lum76) A.H.Lumpkin, G.J.KeKelis, K.W.Kemper, A.F.Zeller, Phys.Rev. C13 (1976) 2564

(Mal72a) R.E.Malmin, R.H.Siemssen, D.A.Sink, P.P.Singh, Phys.Rev.Lett. 28 (1972) 1590

(Mal72b) R.E.Malmin, Ph.D.Thesis, Indiana Univ. 1972

(Mal78) R.E.Malmin, Fide Kahn, P.Paul, Phys.Rev. C6 (1978) 2097

(Mar71) P.Marmier,E.Sheldon: Physics of Nuclei and Particles,p.669 (Academic Press,New York,1971)

(Nic68) V.S.Nicolaev, I.S.Dimitriev, Phys.Lett. 28A (1968) 277

(Nor70) L.C.Northcliffe, R.F.Schilling, Nuclear Data Tables A7 (1970)

(Pat71) J.Patterson, B.N.Nagorka, G.D. Symons, W.M.Zuk, Nucl.Phys. A165 (1971) 545

(Qua75) U.Quade, Diplomarbeit LMU München, München 1975 (nicht veröffentlicht)

(Rud79) K.Rudolph, Dissertation LMU München, München 1979 (nicht veröffentlicht)

(Rud82) K.Rudolph, D.Evers, P.Konrad, K.E.G.Löbner, U.Quade, S.J. Skorka, I.Weidl, wird veröffentlicht in NIM

(Sat58) G.R.Satchler, Ann.Phys. 3 (1958) 275

(Sha69) R.W.Shaw Jr., J.C.Norman, R.Vandenbosch, J.C.Bishop, Phys.Rev. 184 (1969) 1040

(Sha75) D.Shapira, R.G.Stokstad, M.W.Sachs, A.Gobbi, D.A.Bromley, Phys.Rev. C12 (1975) 1907

(Sie65) K.Siegbahn: Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy,Vol.1 (North-Holland,Amsterdam,1965)

(Spe75) P.Sperr, D.Evers, A.Harasim, W.Assmann, P.Konrad, K.Rudolph, G.Denhöfer, C.Ley, Phys.Lett. 57B (1975) 438

(Spe76) P.Sperr, S.Vigdor, Y.Eisen, W.Henning, D.Kovar, T.R.Ophel, B.Zeidman, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 405

(Sto72a) R.G.Stokstad, STAT2, Yale Univ., NSL-Report 52 (1972)

(Sto72b) R.Stokstad, D.Shapira, L.Chua, P.Parker, M.W.Sachs, R.Wieland, D.A.Bromley, Phys.Rev.Lett. 28 (1972) 1523

(Wil73) B.H.Wildenthal, J.B.McGrory, Phys.Rev. C7 (1973) 714

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abbildungen Seite

Fig. 1 : Yrast-Diagramm von ^{27}Al mit Drehimpulsreichweiten des vom Compoundkern ^{28}Si emittierten Protons ($l_{graz}(^{16}O)=14\ \hbar$ bzw. $16\ \hbar$ bei $E_{cm}=19.68$ bzw. 22.97 MeV, $l_{graz}(p)$ berechnet aus : $l_{graz}(p)(l_{graz}(p)+1) \sim (E(p)-V_{coul}(p))/V^2_{coul}(p))$ 2

Fig. 2 : Mit einem Halbleiterzähler gemessenes Protonenspektrum der Reaktion $^{12}C(^{16}O,p)^{27}Al$ bei $E_{cm}=23.47$ MeV (E : kinetische Energie der Protonen) 3

Fig. 3 : Schematische Anordnung des Rückstoßspektrometers 7

Fig. 4 : Blockschaltbild der Elektronik 11

Fig. 5 : Gerechnete Winkelverteilung der Rückstoßkerne im Laborsystem für im Schwerpunktsystem isotrope Emission eines γ's, sowie für n- und α-Zerfall unter Berücksichtigung einer Winkelkorrelation $W(\theta) \sim |P_4(\cos\theta)|^2$ (durchgezogene Kurven) bzw. $W(\theta) \sim |P_2(\cos\theta)|^2$ (gestrichelte Kurven). θ ist der Winkel zwischen Strahlachse und Richtung der Teilchenemission. Die geometrische Akzeptanz des Rückstoßspekrometers beträgt ± 21 mrad und ist durch die gestrichelte Linie markiert. 15

Fig. 6 : Gesamte berechnete Transmission für ^{24}Mg, $E_x=9.53$ Mev in Abhängigkeit von der Stärke der Fokussierung.
Kurve I: Ausleuchtung der Irisblende maximal 14 mrad
Kurve II: Ausleuchtung der Irisblende maximal 7 mrad durch Vergrößerung des Abstandes Target-Ringzähler 17

Fig. 7 : Gesamte berechnete Transmission in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne bei gegebener Durchlaßgeschwindigkeit v_o 17

Fig. 8 : E-t-Matrix zur Trennung der im Ringzähler nachgewiesenen leichten geladenen Reaktionsprodukte (p, d, α) 20

Fig. 9 : Singles-Spektren bei der Einschußenergie E_{lab}=53.6 MeV (E_{cm}=22.97 MeV) 21

Fig. 10 : ΔE-E-Matrix zur Bestimmung der Kernladungszahl Z der Fusionsprodukte in der Reaktion $^{16}O+^{12}C$ bei E_{lab}=54.27 MeV (E_{cm}=23.26 MeV) 23

Fig. 11 : Aus der ΔE-E-Matrix in Fig. 10 gewonnenes Z-Spektrum 23

Fig. 12 : Mit der Ionisationskammer aufgenommenes X- und Y-Ortsspektrum der Rückstoßkerne bei E_{lab}=54.27 MeV. Durch Setzen der Software-Fenster wird nur ein schmal ausgeleuchteter Bereich der Eintrittsfolie berücksichtigt. 25

Fig. 13 : a) Energiespektrum für 50 MeV ^{24}Mg mit softwaremäßigem Ortsfenster
b) Dazugehöriges Massenspektrum 25

Fig. 14 : Anregungsfunktionen stark bevölkerter Zustände im ^{27}Al. Die durchgezogenen glatten Kurven wurden nach dem statistischen Modell unter Annahme der angegebenen Spins berechnet. 28

Fig. 15 : Anregungsfunktionen von Shapira et al. für die Reaktion $^{16}O(^{12}C,p)^{27}Al$, $\theta_{lab}=2^o$ 28

Fig. 16 : a) Z-Spektrum bei E_{cm}=22.97 MeV in Koinzidenz mit den Protonen
b) Dazugehöriges Massenspektrum 34

Fig. 17 : Singles-Spektrum der Protonen bei E_{cm}=19.68 MeV (oben) und in Koinzidenz mit ^{27}Al (unten). S_n bezeichnet die Schwelle für Neutronenemission. 35

Fig. 18 : Protonenspektren in Koinzidenz mit ^{26}Al
a) bei E_{cm}=22.97 MeV
b) bei E_{cm}=19.68 MeV 37

Fig. 19 : a) Geschwindigkeitsspektrum von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die dem 18.54 MeV-Zustand im ^{27}Al entsprechen.(v_s ist die Schwerpunktsgeschwindigkeit, v_o ist die Durchlaßgeschwindigkeit) 38
b) Die Winkelakzeptanz des Spektrometers wird durch die Irisblende definiert, so daß ^{26}Al-Kerne nur bei Emission des Neutrons unter nahezu 0° oder 180° nachgewiesen werden.
c) Diagramm der Geschwindigkeitsvektoren zur Veranschaulichung der kinematisch bedingten Nachweiswahrscheinlichkeit der Rückstoßkerne bei Aussendung des Neutrons nach vorwärts bzw. rückwärts

Fig. 20 : Geschwindigkeitsverteilungen von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen, die jeweils einem bestimmten angeregten Zustand im ^{27}Al entsprechen. 39

Fig. 21 : Protonenspektrum in Koinzidenz mit ^{23}Na bei E_{cm}=19.68 MeV 40

Fig. 22 : Geschwindigkeitsspektren von ^{23}Na in Koinzidenz mit Protonen, die zu spezifischen angeregten Zuständen im ^{27}Al gehören. 41

Fig. 23 : Schema der beobachteten Zerfallsarten von Hochspinzuständen im ^{27}Al 43

Fig. 24 : Geschwindigkeitsspektrum von ^{26}Al in Koinzidenz mit Protonen,die zu $E_x(^{27}Al)$=18.54 MeV gehören, und berechnetes Spektrum bei Annahme einer Winkelkorrelation proportional zu $|P_4(\cos\theta)|^2$ (durchgezogene Kurve) bzw. $|P_2(\cos\theta)|^2$ (gestrichelte Kurve). 45

Fig. 25 : Winkelkorrelationen für einen l=2 und l=4 α-Übergang: Kurve I,I' berechnet mit Summation über alle M_l, Kurve II,II' stellt den Anteil M_l=0 dar. 47

Fig. 26 : Summe der gemessenen Verzweigungsverhältnisse $\Gamma_\gamma/\Gamma + \Gamma_n/\Gamma + \Gamma_\alpha/\Gamma$ in Abhängigkeit von dem angenommenen Spin J^π des Ausgangszustandes im ^{27}Al 50

Fig. 27 : Erweitertes Yrast-Diagramm von ^{27}Al mit vorläufiger Spinzuordnung 56

Fig. 28 : Nilsson-Diagramm für Einteilchenniveaus im deformierten Kernpotential (entnommen aus (Sie65)) 58

Tabellen

Tab. I : Gemessene Auflösung der Detektoren 26

Tab. II : Parameter der Niveaudichteformel 31

Tab. III: Verzweigungsverhältnisse für γ-, n- und α-Zerfall und daraus gewonnene Spinzuordnungen (berechnet mit dem Programm TRAMI1) 51

Tab. IV : Verhältnisse der Partialbreiten 53

Tab. V : Wahrscheinliche Spins der Niveaus im ^{27}Al 54

Tab. VI : Verhältnisse der reduzierten Breiten 63

Tab. VII: Alle Parameter zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse 68

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. S.Skorka danken für die Vergabe der Arbeit und das stetige große Interesse an ihrem Fortgang.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.habil. Dr. D.Evers für seine tatkräftige Mitwirkung bei den Messungen und für die vielen hilfreichen Diskussionen.

Außerdem bedanke ich mich herzlich bei allen, die zum Gelingen der Experimente beigetragen haben, als da sind :
Dr. K.Rudolph, Dr. P.Konrad, U.Quade und Priv.Doz. Dr. K.E.G.Löbner, die mich bei der Durchführung der langen Strahlzeiten unterstützt haben,
die Mitarbeiter des Technologischen Labors, die Targets und Folien für den Zeitdetektor bereitgestellt haben,
sowie die Operateure des Beschleunigerlabors, die große Ausdauer beim Fädeln des Strahls bewiesen.

Frau Friedrich und Frl. Reiter danke ich für die Anfertigung der Abbildungen in dieser Arbeit.

Lebenslauf

Am 21. Mai 1954 wurde ich in München als Tochter des Feinmechanikermeisters Rudolf Weidl und seiner Ehefrau Ruth geboren.

Von 1960 bis 1964 besuchte ich die Volksschule in München. 1964 trat ich in das Louise-Schröder-Gymnasium über und legte dort 1973 die Reifeprüfung ab.

Im Wintersemester 1973 begann ich mit dem Physikstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität in München, wo ich im November 1975 die Diplom-Vorprüfung ablegte.

Meine Diplomarbeit mit dem Thema "Aufbau und Erprobung eines großflächigen Parallelplattenzählers zur Flugzeitmessung an schweren Ionen" fertigte ich am Lehrstuhl Prof. Skorka der Sektion Physik der Universität München an. Im August 1978 beendete ich das Physikstudium mit der Diplom-Hauptprüfung.

Seit Oktober 1978 arbeite ich am Lehrstuhl Prof. Skorka als wissenschaftliche Mitarbeiterin und Doktorandin.